

Modellierung von 3D-Time-of-Flight-Sensoren und -Systemen

Von der Fakultät für Ingenieurwissenschaften,
Abteilung Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Duisburg-Essen

zur Erlangung des akademischen Grades

Doktor der Ingenieurwissenschaften

genehmigte Dissertation

von
Adrian Driewer
aus
Malsch

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Holger Vogt

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Stefan van Waasen

Tag der mündlichen Prüfung: 05.04.2016

Zusammenfassung

Optische Distanzmessungen erlangen in jüngster Zeit immer größere Bedeutung. Die Anwendungsgebiete erstrecken sich vom Laser-Entfernungsmesser aus dem Baumarkt über Gestenerkennung bei Spielkonsolen bis hin zu autonomen Fahrzeugen.

Die in dieser Arbeit eingesetzte Methode zur optischen Distanzbestimmung ist das so genannte pulse-modulated Time-of-Flight-Verfahren (pm ToF). Dabei wird die Zeit bestimmt, die ein ausgesendeter Lichtpuls benötigt, bis er an einem Objekt reflektiert wird und von dort auf einen Sensor trifft. Aus dieser Laufzeit lässt sich die Entfernung zu dem Objekt berechnen.

Es hat sich gezeigt, dass die ermittelte Distanz von der Bestrahlungsstärke abhängt. In der Praxis führt dies zu unterschiedlichen Messergebnissen für Flächen unterschiedlicher Reflektanz in derselben Entfernung.

Mit Hilfe des in dieser Arbeit entwickelten Modells konnte gezeigt werden, dass dieser Effekt in der bestrahlungsabhängigen Driftgeschwindigkeit der durch den Laserpuls generierten Ladungsträger im Photoaktivgebiet begründet ist. Die Drift wird über eine inhomogene, nichtlineare, partielle Differentialgleichung beschrieben und diese für einige Spezialfälle analytisch gelöst.

Darauf aufbauend wird die Bewegung der Ladungsträger ausführlich numerisch untersucht und mit Messergebnissen bestehender Sensoren verglichen. Dabei zeigt sich, dass Simulation und Messung gut übereinstimmen und der Ladungstransport somit durch das Modell gut beschrieben wird.

Mit den Erkenntnissen des Modells und den Vorhersagen bezüglich der Transferzeit ist es möglich, das Photoaktivgebiet für einen möglichst schnellen Ladungstransport zu optimieren. Dies wird anhand eines neuen Pixel-Layouts demonstriert, das mit Hilfe des Modells entworfen und anschließend gefertigt wurde.

Da auch ein optimiertes Pixel die Bestrahlungsabhängigkeit nicht vollständig

eliminieren kann, wird als weitere Anwendung des Modells eine angepasste Kalibrationsmethode vorgestellt. Durch das Modell können Korrekturen berechnet werden, die das dynamische Verhalten des Sensors berücksichtigen. Die gemessenen Signale werden hiermit verrechnet und es kann eine deutliche Verbesserung der Distanzmessung erreicht werden.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	CMOS-Bildsensorik	5
2.1	CMOS-Pixelstrukturen	5
2.1.1	3T-Active Pixel Sensor (APS)	6
2.1.2	4T-Pinned Photodiode (PPD)	7
2.1.3	Lateral Drift Field Photodiode (LDPD)	8
2.2	Minderung des Ortsrauschens	11
2.3	Distanzbestimmung durch Time-of-Flight-Verfahren	13
2.3.1	Übersicht über unterschiedliche Time-of-Flight-Verfahren .	14
2.3.2	Pulsmoduliertes, indirektes Time-of-Flight	16
2.3.3	Verwendete Sensoren	18
2.3.4	Verwendete Time-of-Flight-Kamera	19
2.4	Charakterisierung nach dem EMVA Standard 1288	21
2.4.1	Lineares Kameramodel	21
3	Modellierung des Ladungstransports	25
3.1	Motivation	25
3.2	Physikalisches Modell	28
3.2.1	Thermische Diffusion	28
3.2.2	Drift durch das laterale Driftfeld	29
3.2.3	Selbstinduzierte Drift	29
3.3	Lösung der Differentialgleichung	30
3.3.1	Rand- und Anfangsbedingungen	31
3.3.2	Vereinfachtes Modell	32
3.3.3	Lösungsansatz mit allen Termen	37

3.3.4	Fazit	38
3.4	Numerische Verifikation	38
3.4.1	Vergleich des vereinfachten Modells	39
3.4.2	Realistische Berechnung	40
3.4.3	Messungen	48
3.4.4	Fazit	55
4	Anwendung des Modells	57
4.1	Optimierung des Photoaktivgebiets	57
4.1.1	Simulationen unterschiedlicher Dotiergradienten	57
4.1.2	Layout eines optimierten Pixels	60
4.1.3	Messergebnisse	63
4.1.4	Fazit	66
4.2	Modellunterstützte Kamerakalibration	67
4.2.1	Konzept und Kalibrierablauf	67
4.2.2	Flat-Field-Korrektur	70
4.2.3	Ermitteln der Bestrahlungsstärke	71
4.2.4	Auswirkung unterschiedlicher Pulsformen	76
4.2.5	Berechnung der Korrektur	78
4.2.6	Ermittlung der Kalibrierkurve	85
4.2.7	Evaluation der Kalibration	86
4.2.8	Fazit	94
5	Diskussion und Ausblick	95
A	Messaufbauten und verwendete Geräte	99
A.1	Optischer Bauelementemessplatz	99
A.2	Neutraldichtefilter	101
B	Ergebnisse der Konstantlichtmessungen	103
B.1	Messungen nach EMVA Standard 1288	103
B.2	Parasitäre Lichtempfindlichkeit	106
B.3	Inhomogene Responsivitätsverteilung	107

Abkürzungsverzeichnis und Symbole

Abkürzungsverzeichnis

ADC	Analog-to-Digital Converter
APS	Active Pixel Sensor
CCD	Charge Coupled Device
CDS	Correlated Double Sampling
CG	Collection Gate
CMOS	Complementary Metal Oxid Silicon
cw	continuous wave (Time of Flight)
DAC	Digital-to-Analog Converter
DD	Drain Diffusion
DG	Draining Gate
DN	Digital Number
DSNU	Dark Signal Non-Uniformity
EMVA	European Machine Vision Association
FD	Floating Diffusion
FEM	Finite-Elemente-Methode
FPGA	Field Programmable Gate Array
FPN	Fixed Pattern Noise
HMI	Human-Machine Interface
LDF	laterales Driftfeld
LDPD	Lateral Drift Field Photo Diode
LED	Light Emitting Diode
Lidar	Light Detection and Ranging

MOS	Metal Oxide Semiconductor
pm	pulse modulated (Time of Flight)
PPD	Pinned Photo Diode
PRNU	Photo Response Non-Uniformity
PTM	Photon-Transfer-Methode
Radar	Radio Detection and Ranging
RS	Row-Select-Transistor oder -Signal
RST	Reset-Transistor oder -Signal
SF	Source-Folger
SID	Selbstinduzierte Drift
SNR	Signal-to-Noise Ratio (Signal-zu-Rausch Verhältnis)
SPAD	Single-Photon Avalanche Diode
TCAD	Technology Computer-Aided Design
TD	thermische Diffusion
TDC	Time-to-Digital Converter
TG	Transfer Gate
ToF	Time of Flight

Symbole

α	Absorptionskoeffizient
$\Delta N_{\text{kor}}^{\text{r}}$	Korrekturbeitrag der Kalibration
λ	Wellenlänge
μ	Mittelwert über Pixelwerte
μ_n/μ_p	Elektronen-/Löchermobilität
$\Phi_{\text{ph}}(z)$	Photonenfluss in der Tiefe z
$\Phi_{\text{ph},0}$	Photonenfluss an der Oberfläche
Φ_{LDF}	Elektrostatisches Potential in der n-Wanne
$\Phi_{\text{LDF},0}$	Elektrostatisches Potential der n-Wanne ohne zusätzli- che Minoritätsladungsträger
$\sigma_{C,\text{Schrot}}$	Schrotrauschen nach Flat-Field-Korrektur
$\sigma_{F,\text{Schrot}}$	Schrotrauschen des Flat-Field-Bildes
$\sigma_{R,\text{Schrot}}$	Schrotrauschen des Rohdatenbildes
τ_{SID}	Zeitkonstante der selbstinduzierten Drift

τ_r	Zeitkonstante der Rekombination
c	Lichtgeschwindigkeit
C	Einzelbild nach Flat-Field-Korrektur
C_{Wanne}	Kapazität pro Fläche der n-Wanne
C_{SN}	Kapazität des Ausleseknobels
d	Distanz
$d_{\text{min}}, d_{\text{max}}$	minimal und maximal messbare Distanz
D	Dunkelbild
D_n	Diffusionskoeffizient
E	Bestrahlungsstärke
E_{LDF}	Laterales Driftfeld
E_{SID}	Selbstinduziertes Driftfeld
F	Flat-Field-Bild
G	Matrix mit Korrekturfaktoren (FPN)
h	Plancksche Wirkungsquantum
$I_{\text{bias,SF}}$	Stromversorgung des Source-Folgers
J_{LDF}	Lateraler Driftstrom
J_{SID}	Strom durch die selbstinduzierte Drift
J_{TD}	Strom durch thermische Diffusion
k_B	Boltzmann-Konstante
M, N	Vertikale bzw. horizontale Pixelanzahl
N_{Akku}	Anzahl der Akkumulationen im Pixel
N_{F}	Anzahl der Flat-Field-Bilder
$N_{\text{FD1}}, N_{\text{FD2}}, N_{\text{FD3}}$	Anzahl der Ladungsträger in FD1, FD2 und FD3
q	Einheitsladung
Q_{ToF}	Quotient zur Flugzeitberechnung
R	Rohdatenbild
R_e	Elektronen-Rekombinationsrate
S	Sensitivität
t_{ToF}	Flugzeit des Lichts
t_{Puls}	Länge des Laserpulses
T	absolute Temperatur
U_r	Bereichsbreite des ADC
V_{CG}	Vorspannung des Collection Gate

$V_{dd,pix}$	Resetspannung des Ausleseknötens
$V_{dd,pix,drain}$	Resetspannung der Drain Diffusion
V_{dda}	Versorgungsspannung des Analogteils
$V_{dda,HV}$	Versorgungsspannung am Source-Folger
V_{ddd}	Versorgungsspannung des Digitalteils
$V_{dd,RS}$	Gate-Spannung des Row Select Transistors
$V_{dd,RST}$	Gate-Spannung des Reset Transistors
$V_{dd,TG}$	Spannung an Transfer und Draining Gate

Kapitel 1

Einleitung

Zu Beginn der neunziger Jahre wurde der Markt für Bildsensoren von Charge Coupled Devices (CCDs) dominiert. Seit der steigenden Verbreitung von Logikschaltungen, die auf Complementary Metal Oxid Silicon (CMOS) basieren (z.B. Computerprozessoren, Field Programmable Gate Arrays (FPGAs) und digitale Speicher) und den damit verbundenen sinkenden Preisen, steigt auch die Bedeutung der CMOS-Bildsensoren.

Die stetige Weiterentwicklung der eingesetzten Prozesse führt zu einer fortwährenden Miniaturisierung der Strukturen auf den Sensoren und einer damit verbunden kontinuierlich ansteigenden Pixeldichte. Zum anderen werden damit neue Anwendungsfelder erschlossen, wie zum Beispiel das in der vorliegenden Arbeit behandelte Gebiet der Distanzbestimmung durch das Lichtlaufzeit- oder auch Time of Flight (ToF)-Messverfahren. Durch den kommerziellen Einsatz dieser distanzgebenden Sensoren gewinnen sie immer mehr an Bedeutung [1, 2]. So entsteht die Nachfrage beispielsweise durch die Navigation von Robotern [3] und autonomen Fahrzeugen [4] oder durch die Mensch-Maschine-Interaktion (Human-Machine Interface (HMI)) mittels Gestensteuerung, welche zum Beispiel im Automobilbereich [5], der Medizin [6] oder in Videospielsystemen [7] verwendet wird.

Bei optischen ToF-Anwendungen wird die Zeit bestimmt, die ausgesendetes Licht benötigt, bis es an einem Objekt reflektiert wird und anschließend auf einen Sensor trifft. Aus dieser Laufzeit lässt sich die Entfernung bestimmen.

Für die in der vorliegenden Arbeit verwendete Methode werden sehr kurze Integrationszeiten im Bereich von $t_{\text{int}} < 100 \text{ ns}$ benötigt. Aus diesem Grund ist ein schneller Transport der generierten Ladung vom photoaktiven Gebiet zum Ausle-

seknoten unabdingbar. Um dies zu erreichen, wird eine sogenannte Lateral Drift Field Photo Diode (LDPD) verwendet. Im Wesentlichen entspricht diese einer Pinned Photo Diode (PPD), bei der die n -Wanne im Photoaktivgebiet nicht homogen dotiert ist. Der so entstandene Dotiergradient bildet ein elektrisches Feld aus, welches die durch einfallendes Licht generierten Elektronen zum Ausleseknotten beschleunigt.

Es hat sich gezeigt, dass nicht nur die absolute Größe des induzierten Signals von der auf den Sensor treffenden Lichtintensität abhängt, sondern auch die berechnete Distanz. In der Praxis führt dies zu unterschiedlichen Messergebnissen für Flächen unterschiedlicher Reflektanz in derselben Entfernung. Gegenstand dieser Arbeit ist die Entwicklung und Verifikation eines Modells, das an dem physikalischen Ursprung dieser Intensitätsabhängigkeit ansetzt, um dessen Ursachen zu verstehen und ihnen entgegen wirken zu können.

Das Modell beschreibt den Ladungstransport in den Photoaktivgebieten unter Berücksichtigung der Beiträge von thermischer Diffusion, Drift durch das elektrische Feld in der LDPD und selbstinduzierter Drift, die durch die abstoßende Coulomb-Kraft der Elektronen untereinander entsteht. Mit dem Modell wird gezeigt, dass die Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger im Photoaktivgebiet abhängig von der Bestrahlungsstärke ist. Die resultierende Differentialgleichung wird für einige Spezialfälle analytisch gelöst.

Die analytische Lösung wird überprüft, indem sie mit der numerischen Lösung der entsprechenden vereinfachten Fälle verglichen wird. Darauf aufbauend wird, mit Hilfe der vorgestellten Differentialgleichung, der Ladungstransport numerisch untersucht und mit Messergebnissen bestehender Sensoren verglichen.

Mit den Erkenntnissen aus den Berechnungen und den Vorhersagen bezüglich der Transferzeit ist es möglich, den Dotiergradienten und die Geometrie des Photoaktivgebiets anzupassen, um diese für einen möglichst schnellen Ladungstransport zu optimieren. Anhand eines neuen Pixel-Layouts, das mit Hilfe des Modells entworfen und anschließend gefertigt wurde, wird die Optimierung demonstriert.

Da auch ein optimiertes Pixel die Bestrahlungsabhängigkeit der Distanzmessung nicht vollständig eliminieren kann, wurde eine angepasste Kalibrationsmethode entwickelt. Diese basiert auf den Vorhersagen, die durch das Modell berechnet werden. Dabei wird mit der Kenntnis der Intensität des reflektierten Laserpulses und dem berechneten Verlauf der Signalgeneration die Anzahl der

Ladungsträger bestimmt, die durch die endliche Driftgeschwindigkeit den Ausleseknuten nicht innerhalb des Integrationsintervalls erreichen können.

Aufbau der vorliegenden Arbeit

In der Einführung in Kapitel 2 werden die grundlegenden Strukturen der CMOS-Bildsensorik und die darauf aufbauende LDPD erklärt. Zudem werden die Berechnungen zur Reduzierung des Fixed Pattern Noise (FPN) und das in der vorliegenden Arbeit genutzte ToF-Verfahren vorgestellt.

Das physikalische Modell wird in Kapitel 3 hergeleitet und die damit durchgeführten Berechnungen zur Verifikation aufgeführt.

Zwei Anwendungsmöglichkeiten für das Modell werden in Kapitel 4 vorgestellt. Dabei werden ein neu entworfenes Pixel und die damit erzielten Messergebnisse gezeigt und mit einer bestehenden Struktur verglichen. Darüber hinaus wird hier der entwickelte Kalibrationsablauf dargelegt und ausgewertet.

In einem abschließenden Fazit in Kapitel 5 werden die Ergebnisse zusammengefasst und mögliche weitere Schritte aufgezeigt.

Kapitel 2

CMOS-Bildsensorik

In diesem Kapitel werden die verwendeten Complementary Metal Oxid Silicon (CMOS)-Pixel und die grundlegenden Strukturen, die die Basis dafür bilden, vorgestellt (Abschnitt 2.1). Eine im späteren Verlauf der Arbeit angewendete Methode zur Minderung des Ortsrauschens wird in Abschnitt 2.2 eingeführt. Das Verfahren zur Distanzmessung, die dafür verwendeten Sensoren und die Kamera sind in Abschnitt 2.3 gezeigt. Abschließend wird in Abschnitt 2.4 das Charakterisierungsverfahren nach dem European Machine Vision Association (EMVA) Standard 1288 eingeführt.

2.1 CMOS-Pixelstrukturen

In der CMOS-Bildsensorik werden die Pixeltypen neben der Art der Photodiode anhand der Anzahl eingesetzter Transistoren und dem damit einhergehenden Funktionsumfang klassifiziert. So wird zum Beispiel eine Pinned Photo Diode (PPD), wie sie in Abschnitt 2.1.2 beschrieben ist, mit vier Transistoren auch 4T-Pixel genannt. Dabei werden auch Komponenten wie beispielsweise das Transfer Gate (TG) gezählt, obwohl dies kein Transistor im engeren Sinn ist. Eine Übersicht über die grundlegenden Strukturen von 3T- bis 6T-Pixeln ist in Ref. [8] gegeben.

Mit steigender Zahl der Pixel und der damit verbundenen geringeren Größe sinkt auch der Füllfaktor¹. Insbesondere bei Pixeln mit einer Größe von wenigen

¹Das Verhältnis von photoaktiver Fläche zur Gesamtfläche eines Pixel wird als Füllfaktor bezeichnet.

Mikrometern teilen sich mehrere photoaktive Elemente eine Ausgangsschaltung (siehe Ref. [9]). Dies führt zu nicht-ganzzahligen Bezeichnungen der Pixel wie das in Ref. [10] vorgestellte 1,75T-Pixel oder auch ein 1,5T-Pixel wie in Ref. [11].

2.1.1 3T-Active Pixel Sensor (APS)

Die einfachste Realisierung eines Active Pixel Sensor (APS) ist ein 3T-Pixel, bestehend aus einer p-n-Photodiode und je einem Source-Folger (SF), Reset- und Row-Select-Transistor (RST und RS, siehe Abbildung 2.1). Das Grundkonzept existierte bereits seit den sechziger Jahren und wird erstmals in Ref. [12] und [13] erwähnt.

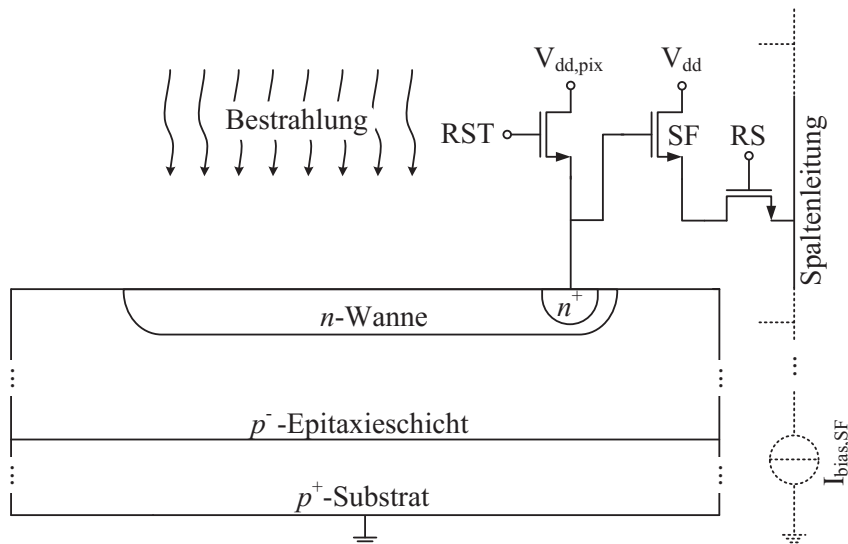


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung eines 3T-APS. Zusätzlich zur Photodiode sind das Schaltbild mit Reset, Source-Folger und Row-Select, sowie die Stromquelle des Source-Folgers $I_{bias,SF}$, die Versorgungsspannung V_{dd} und die Reset-Spannung $V_{dd,pix}$ gezeigt.

Über den RST-Transistor wird die Kapazität des Ausleseknottes in Sperrrichtung auf das Potential $V_{dd,pix}$ vorgespannt. Diese setzt sich aus der intrinsischen Kapazität der Photodiode, der Gate-Kapazität des SF und einer eventuell vorhandenen zusätzlichen Auslesekapazität zusammen. Nach dem Abschalten von RST beginnt die Integration und die durch einfallende Photonen erzeugten Ladungsträger reduzieren die Spannung.

Zum Ende der Integrationszeit wird das Signal beim Anschalten des RS über den SF auf die Spaltenleitung geschaltet. Der SF dient dabei als Puffer, um die kapazitive Last der Spaltenleitung zu treiben.

An einer Spaltenleitung darf während der Auslese nur das Signal einer Zeile anliegen. Um zu gewährleisten, dass die Integration für alle Pixel gleich lang dauert, wird diese für die einzelnen Zeilen zeitversetzt gestartet. Dieses rolling-shutter genannte Ausleseverfahren hat den Nachteil, dass es bei schnell bewegten Objekten zu Bildstörungen kommt, da die einzelnen Zeilen ein leicht unterschiedliches Motiv aufnehmen. In Abschnitt 2.3 wird gezeigt, dass aus diesem Grund diese Art von Sensoren für Time of Flight (ToF)-Anwendungen ungeeignet ist.

2.1.2 4T-Pinned Photodiode (PPD)

Die PPD wurde ursprünglich für die Anwendung in Charge Coupled Device (CCD)-Sensoren entwickelt (vgl. Ref. [14]). Sie wird erstmals 1984 in Ref. [15] unter diesem Namen aufgeführt und letztlich 1997 mit einem CMOS-APS kombiniert (siehe Ref. [16]).

Bei einer PPD wird eine dünne p^+ -Schicht an der Oberfläche des Photoaktivgebiets implantiert. Sie bildet den sogenannte pinning layer (vgl. Abbildung 2.2) durch dessen hohe Dotierung das Aktivgebiet der PPD komplett verarmt wird. Da sich dadurch vor der Bestrahlung mit Photonen bis auf thermisch generierte Elektron-Loch-Paare keine freien Ladungsträger in der Photodiode befinden, tritt dort auch kein Reset-Rauschen auf. Zudem befindet sich der p - n -Übergang durch den pinning layer nicht mehr an der Grenzfläche zur darüber liegenden Passivierungsschicht, wodurch der dort entstehende Dunkelstrom stark reduziert wird.

Auch wenn prinzipiell ein 3T-Pixel mit einer PPD möglich ist (siehe Ref. [17]), wird diese üblicherweise mit einem zusätzlichen Transistor, dem TG eingesetzt. Durch dieses wird die Photodiode vom Ausleseknoten getrennt.

Während des Reset ist das TG zusätzlich zu RST geöffnet, so dass die noch in der Photodiode vorhandenen Elektronen abfließen können. Während der Integration ist das TG geschlossen und die durch die einfallenden Photonen generierten Ladungsträger werden in der PPD akkumuliert. Die maximale Zahl gespeicherter Elektronen hängt von dem Dotierprofil der Wanne ab und wird Full-Well-Kapazität genannt. Zum Ende der Integration wird der RST geschlossen und

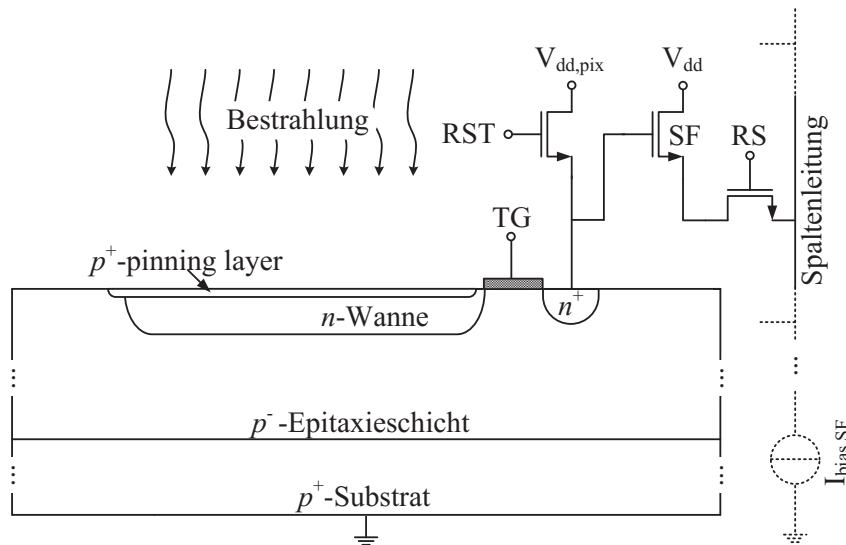


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines 4T-PPD-Pixels. Durch das Transfer Gate ist das Aktivgebiet vom Ausleseknotten getrennt.

die Ladungsträger über das TG in den Ausleseknotten (Floating Diffusion (FD)) transferiert und anschließend wie beim 3T-APS über RS und SF ausgelesen.

Wird der Reset-Wert des Ausleseknottes vor dem Transfer gemessen, kann das Reset-Rauschen durch Correlated Double Sampling (CDS) vollständig eliminiert werden. Dabei werden die Reset- und Signal-Werte eines Pixels in der so genannten CDS-Stufe des Auslesepfads gespeichert und voneinander subtrahiert. Eine Beschreibung des Verfahrens ist in Ref. [18] zu finden.

Die genannten Vorteile haben zu einer großen Verbreitung des 4T-PPD-Pixels und dem Verdrängen der CCDs aus vielen Anwendungsbereichen geführt.

2.1.3 Lateral Drift Field Photodiode (LDPD)

Für die Anwendung in einem ToF-Sensor wird ein sehr schneller Ladungstransport im Photoaktivgebiet vorausgesetzt. Dies kann entweder durch sehr kleine Pixel oder durch ein zusätzliches Beschleunigen der Ladungsträger zum Ausleseknotten erreicht werden.

Die in der vorliegenden Arbeit verwendete Methode für einen schnellen Ladungstransfer basiert auf dem in Ref. [19] vorgestellten Ansatz einer Lateral Drift Field Photo Diode (LDPD). Bei dieser ist die n -Wanne im Photoaktivgebiet nicht

homogen dotiert (siehe Abbildung 2.3). Die zum Ausleseknotten hin ansteigende Dotierkonzentration führt zur Ausbildung eines elektrischen Felds. Dieses wird durch die Spannung V_{CG} an einem zusätzlich implementierten Collection Gate (CG) weiter verstärkt.

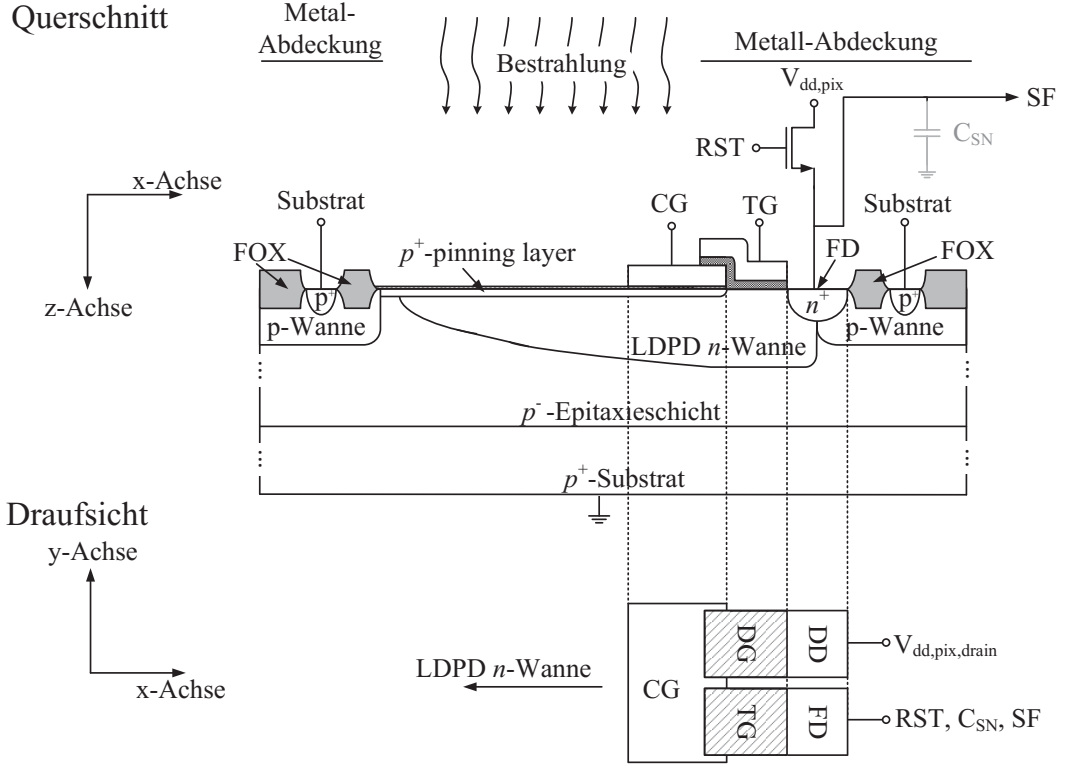


Abbildung 2.3: Schematische Darstellung der LDPD im Querschnitt und eine Draufsicht auf die am CG angeschlossenen TG und Draining Gate (DG). Der eingezeichnete Kondensator C_{SN} repräsentiert die Kapazität des Ausleseknottens, die sich aus parasitären Kapazitäten, sowie eines zusätzlichen, optionalen Kondensators zusammen setzt.

Der Dotiergradient wird durch gezieltes, lokales Dotieren und anschließendes Tempern erzeugt (vgl. Ref. [19] und [20]). Die Größe der hierfür benötigten Maskenöffnungen und somit die Dotierdosis steigt in Richtung des CGs an (siehe 2.4). Aus den Rahmenbedingungen der Lithografie des verwendeten 0,35 μm Prozess ergibt sich die minimale Breite einer Maskenöffnung von 1,1 μm . Die Breite eines Stegs sollte 0,6 μm nicht unterschreiten. Im Verlauf der vorliegenden Arbeit wurde während der Prozessierung eine Messung der tatsächlichen Lackmaße dieser

Öffnungen auf zwei Wafern an jeweils 15 Pixeln durchgeführt und eine mittlere Abweichung von 40 nm vom Sollwert festgestellt.

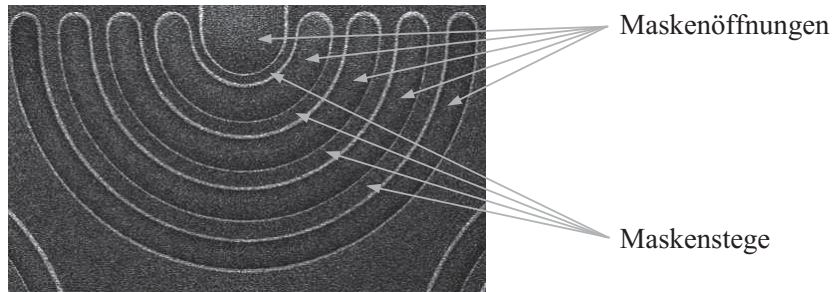


Abbildung 2.4: Raster-Elektronen-Mikroskop (REM)-Aufnahmen der Maskenöffnungen im Photoaktivgebiet der LDPD für die Herstellung des Driftfelds des in der vorliegenden Arbeit entwickelten Pixels.

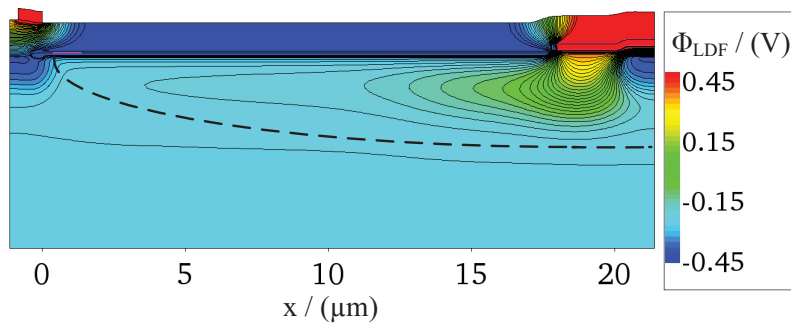


Abbildung 2.5: Elektrostatisches Potential der LDPD. Die gestrichelte Linie deutet symbolisch den Dotiergradienten an.

Die unter dem CG gesammelten Ladungsträger werden entweder über das Draining Gate (DG) in die Drain Diffusion (DD) und von dort an eine Versorgungsleitung $V_{dd,pix,drain}$ abgeführt oder gelangen über das TG in das FD-Gebiet. Somit findet im Unterschied zur PPD die Integration nicht in der Photodiode sondern in der FD statt. In der Folge ist die Full-Well-Kapazität nicht vom Layout des Photoaktivgebiets sondern der Kapazität des Ausleseknötens C_{SN} abhängig. Diese setzt sich aus der Kapazität der FD, der Gate-Kapazität des SF sowie parasitären Kapazitäten zusammen. Um sie weiter zu vergrößern ist es möglich, einen zusätzlichen Metal Oxide Semiconductor (MOS) Speicherkondensator im Pixel zu integrieren.

Da im Gegensatz zum 4T-Pixel das Leeren des Photoaktivgebiets nicht über den Ausleseknotten erfolgt, ist es bei der LDPD möglich, mehrere Integrationszyklen hintereinander zu durchlaufen, bevor die auf dem Ausleseknotten gespeicherte Ladung ausgelesen wird. Dadurch wird das Signal mehrerer Pulse akkumuliert, was sich positiv auf das Signal-to-Noise Ratio (SNR) auswirkt, da sich durch die Mittelung das weiße Rauschen reduziert. Zusätzlich sind, insbesondere bei kleinen Signalen, die Auswirkungen des Ausleserauschens reduziert.

Das getrennte Zurücksetzen des Photoaktivgebiets ermöglicht es zudem, den Sensor zerstörungsfrei auszulesen. Das bedeutet, dass das auf dem Ausleseknotten gespeicherte Signal ausgelesen werden kann, ohne es zu beeinflussen und anschließend mit der Akkumulation weiterer Integrationszyklen fortzusetzen. Dadurch kann der Auslesemodus so optimiert werden, dass die Anzahl der Akkumulationen, dynamisch an die Belichtungssituation angepasst werden.

2.2 Minderung des Ortsrauschens

In einer aus vielen Pixeln bestehenden Matrix unterscheiden sich, auch bei gleichmäßiger Bestrahlung, die einzelnen Ausgangswerte aufgrund des Fixed Pattern Noise (FPN). Dieses äußert sich durch ein inhomogenes Bild im Dunkeln (Dark Signal Non-Uniformity (DSNU)) bzw. bei Beleuchtung (Photo Response Non-Uniformity (PRNU)). Es resultiert aus Schwankungen der optischen Sensitivität, des Verstärkungsfaktors (Gain) und des Reset-Werts (Offset) (siehe Ref. [21] und [22]). Während die Unterschiede der Sensitivität bei CCD- und CMOS-Bildsensoren auftreten, ist die Variation von Offset und Gain ein Merkmal, das nur bei CMOS-Sensoren in Erscheinung tritt. Die Ursache dafür ist, dass sowohl Offset als auch Gain durch die FD-Kapazität und den SF bestimmt werden. Bei CCD-Sensoren teilen sich alle Pixel einen SF, weshalb dort keine Inhomogenitäten auftreten können.

Da das FPN eine zeitlich invariante Eigenschaft des Sensors ist, lässt es sich durch geeignete Kalibriermaßnahmen, die sogenannte Flat-Field-Korrektur, ausgleichen. Dazu wird jeweils ein Referenzbild im Dunkeln sowie unter Beleuchtung ermittelt. Die Bestrahlungsstärke wird idealerweise so gewählt, dass die Aussteuerung im mittleren Bereich des Dynamikumfangs liegt. Um den Einfluss des Schrotrauschens auf die Referenzbilder zu verringern, wird jeweils über mehrere

Bilder gemittelt. Der in Abschnitt 2.4 beschriebene Messstandard empfiehlt eine Serie aus 100–400 Aufnahmen.

Aus den Referenzbildern wird für jedes Pixel ein Korrekturfaktor berechnet. Diese bilden die Matrix G mit den Elementen

$$g_{i,j} = \frac{\mu}{d_{i,j} - f_{i,j}} \quad (2.1)$$

wobei $d_{i,j}$ und $f_{i,j}$ die Pixelwerte des Dunkelbilds D bzw. der Flat-Field-Aufnahme F sind und

$$\mu = \overline{D - F} = \frac{1}{N \cdot M} \sum_{\substack{i=1..N \\ j=1..M}} (d_{ij} - f_{ij}) \quad (2.2)$$

den Mittelwert über das Differenzbild darstellt. Dabei wird ein Bild mit $N \times M$ Pixeln angenommen. Ein korrigiertes Bild C mit den Werten $c_{i,j}$ wird berechnet, indem die Ausgangswerte $r_{i,j}$ eines Rohbilds R vom Dunkelbild abgezogen und anschließend pixelweise mit dem Korrekturfaktor multipliziert werden:

$$c_{i,j} = (d_{i,j} - r_{i,j}) \cdot g_{i,j}. \quad (2.3)$$

Mit dieser Berechnung wird zudem erreicht, dass die ermittelten Werte mit größerer Bestrahlung ansteigen. Dies gilt bei den in Abschnitt 2.1 gezeigten Strukturen nicht für die Rohwerte, da hier der Ausleseknoden während des Reset auf $V_{\text{dd,pix}}$ vorgespannt wird und die generierten Ladungsträger die Auslesekapazität entladen.

In Gl. (2.3) wird nochmals auf das Dunkelbild zurückgegriffen. Befindet sich auf dem Sensor eine CDS-Stufe, so kann dort die Differenz mit den Reset-Werten des jeweiligen Belichtungszyklus gebildet werden. Damit vereinfacht sich Gl. (2.3) und es bleibt nur die pixelweise Multiplikation durchzuführen. Werden die Reset-Werte aus dem Sensor vor der Belichtungsphase ausgelesen, so können diese in Gl. (2.3) anstelle von D eingesetzt werden

Ein Nachteil der Flat-field-Korrektur ist das zusätzlich einfließende Schrotrauschen der Photonen des Referenzbilds $\sigma_{F,\text{Schrot}}/\sqrt{N_F}$. Es beinhaltet, dass das Schrotrauschen nach dem Mitteln über N_F Bilder um $\sqrt{N_F}$ abnimmt. Nach Ref. [23] ergibt sich das Rauschen des korrigierten Bilds gemäß den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung zu:

$$\sigma_{C,\text{Schrot}} = \sqrt{\left(\frac{\partial \overline{C}}{\partial \overline{R}} \sigma_{R,\text{Schrot}}\right)^2 + \left(\frac{\partial \overline{C}}{\partial \overline{F}} \sigma_{F,\text{Schrot}}\right)^2}. \quad (2.4)$$

Das Schrotrauschen des Rohbildes ist mit $\sigma_{R,\text{Schrot}}$ bezeichnet. Das Dunkelbild liefert durch das Fehlen von Photonen während der Aufnahme keinen Beitrag. Ausführen der Ableitungen führt zu:

$$\sigma_{C,\text{Schrot}} = \sqrt{\left(\frac{\mu}{D-F}\sigma_{R,\text{Schrot}}\right)^2 + \left(\frac{\mu \cdot (D-R)}{(D-F)^2} \frac{\sigma_{F,\text{Schrot}}}{\sqrt{N_F}}\right)^2} \quad (2.5)$$

$$\stackrel{\text{Gl. (2.2)}}{=} \sqrt{\sigma_{R,\text{Schrot}}^2 + \frac{(D-R)^2}{(D-F)^2} \frac{\sigma_{F,\text{Schrot}}^2}{N_F}}. \quad (2.6)$$

Hiermit ist ersichtlich, dass sich eine große Zahl an aufgenommenen Bildern und ein möglichst großer Aussteuerbereich bei der Aufnahme des Flat-field-Bildes positiv auf das Rauschen auswirken.

2.3 Distanzbestimmung durch Time-of-Flight-Verfahren

Die verschiedenen Methoden zur optischen Distanzmessung können in drei Kategorien eingeteilt werden:

- Triangulation
- Interferometrie
- Time of Flight (ToF)

Bei der Triangulation wird ein Laserstrahl auf das zu messende Objekt gerichtet und das dort gestreute Licht auf einem Sensor registriert. Dabei sind sowohl der Abstrahlwinkel als auch der Abstand zwischen Laser und Sensor bekannt, so dass anschließend über trigonometrische Funktionen der Abstand zu dem Objekt bestimmt werden kann.

Das Messprinzip eines Interferometers basiert auf dem Aufspalten eines monochromatischen Laserstrahls mit Hilfe eines Strahlteilers. Während der eine Teil des Strahls eine Referenzstrecke mit bekannter Länge passiert, wird der andere Teil auf das zu messende Objekt gerichtet. Das zurück gestreute Licht wird in dem selben Strahlteiler mit dem Referenzstrahl überlagert und das Interferenzsignal auf einem Sensor registriert. Eine unterschiedliche Lichtlaufzeit führt

zu einer unterschiedlichen Phasenlage der beiden Strahlen und somit zu einer unterschiedlichen Intensität des Interferenzsignals.

Für eine weiterführende Beschreibung der Triangulation und der Interferometrie wird auf Ref. [24] verwiesen, da in der vorliegenden Arbeit ausschließlich ein ToF-Verfahren verwendet wird.

2.3.1 Übersicht über unterschiedliche Time-of-Flight-Verfahren

Das zugrundeliegende Konzept von ToF ist das Bestimmen des Abstands zu einem Objekt, indem ein Lichtsignal ausgesendet und dessen Laufzeit gemessen wird (vgl. Abbildung 2.6). Diese Technik wird in Anlehnung an das zu Entfernungsmessungen mittels Radiowellen verwendete Radio Detection and Ranging (Radar) auch Light Detection and Ranging (Lidar) genannt.

Das direkte Messen der Laufzeit setzt aufgrund der hohen Geschwindigkeit des Lichts und der damit verbundenen kurzen Flugzeit sehr präzise Time-to-Digital Converter (TDC) voraus. Beim indirekten ToF wird die laufzeitbedingte Phasenverschiebung des ausgesendeten Lichts gemessen und daraus die Flugzeit ermittelt. Dabei wird entweder ein kontinuierlicher Lichtstrahl (continuous wave (cw)) mit modulierter Amplitude oder eine gepulste Lichtquellen (pulse modulated (pm)) verwendet.

Die Distanz d lässt sich aus der Flugzeit t_{ToF} und der Lichtgeschwindigkeit c berechnen:

$$d = \frac{c}{2} \cdot t_{\text{ToF}}. \quad (2.7)$$

Der darin auftretende Faktor $1/2$ resultiert daraus, dass das Licht die Flugstrecke doppelt zurück legt bis es auf den Sensor trifft.

Als Lichtquelle werden beim cw-ToF Light Emitting Diodes (LEDs) sowie Diodenlaser eingesetzt. Das dauerhafte Bestrahlen führt zu zwei wesentlichen Nachteilen gegenüber pm-ToF. Zum einen ist der Sensor während des kompletten Messzyklus dem Hintergrundlicht ausgesetzt, was eine Differenzierung dieses parasitären Signals von der gewünschten Information erschwert und zudem den Dynamikumfang einschränkt. Zum anderen wird die erreichbare Präzision durch die verfügbare Lichtleistung eingeschränkt. Bei pm-ToF-Systemen kann die maximale Leistung eines einzelnen Pulses sehr viel größer sein, ohne dabei durch eine

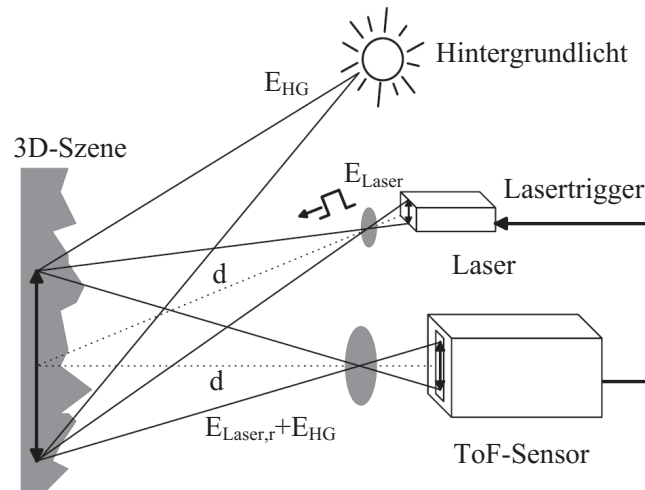


Abbildung 2.6: Prinzip einer ToF-Distanzmessung unter dem Einfluss von Hintergrundlicht. Laser und ToF-Sensor bilden gemeinsam die Kamera. (Modifiziert aus Ref. [25])

zu große mittlere Leistung die Augensicherheit zu gefährden. Für eine eingehende Betrachtung des cw-ToF wird auf Ref. [26] verwiesen.

Einen völlig anderen Ansatz bei dem Messen der reflektierten Strahlung wird bei ToF mit Single-Photon Avalanche Diodes (SPADs) verfolgt. Als einführende Literatur werden hierzu Ref. [27] und [28] empfohlen.

Bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten pm-ToF wird ein gepulster Laser im infraroten Bereich des Spektrums mit einer Wellenlänge von 905 nm eingesetzt. Das austretende Licht wird dabei so aufgeweitet, dass die komplette, beobachtete Szene gleichzeitig ausgeleuchtet wird und gehört somit zu den Flash-Lidar-Systemen. Der Vorteil gegenüber Lidar-Systemen, bei denen die Szene mit einem fokussierten Laserstrahl gescannt wird, ist der kompaktere und robustere Aufbau, da auf mechanische Bauteile verzichtet werden kann. Da die Laserleistung beim Flash-Lidar allerdings auf die komplette Szene verteilt wird, profitieren Lidar-Scanner von einem größeren Signal auf dem Sensor.

Das Verwenden von für das menschliche Auge unsichtbaren Lichts ermöglicht den Einsatz in Mensch-Maschine-Schnittstellen (Human-Machine Interface (HMI)), wie beispielsweise im Automobilbereich.

2.3.2 Pulsmoduliertes, indirektes Time-of-Flight

Um die Lichtlaufzeit beim indirekten pm-ToF zu bestimmen, werden in zwei direkt aufeinander folgenden Integrationen die von der Laufzeit abhängigen Anteile des durch den reflektierten Puls erzeugten Signals aufgezeichnet. Das Verhältnis dieser Anteile ist hierbei proportional zu der zu bestimmenden Distanz.

Der grundlegende Ablauf umfasst in einem Messzyklus folgende Schritte (vgl. Abbildung 2.7):

- Ein Laserpuls der Länge t_{Puls} wird ausgesendet.
- Zur gleichen Zeit startet die Integration in Tap1² durch Öffnen von TG1 und Schließen des zugehörigen DG1.
- Während der Zeit t_{ToF} , bis das reflektierte Licht des Lasers eintrifft, wird in FD1 das durch das Hintergrundlicht verursachte Signal gesammelt.
- Zum Ende der Integration in Tap1 nach $t_{\text{int,FD1}}$ ist dort das Signal eines Teils des reflektierten Pulses mit dem des konstanten Beitrags des Hintergrundlichts überlagert. Gleichzeitig wird die Integration in Tap2 begonnen.
- Nach der Integrationszeit $t_{\text{int,FD2}}$ befindet sich in Tap2 das Signal des verbleibenden Anteils des Pulses, wobei auch hier das Hintergrundlicht die Messung beeinflusst.
- In einer dritten Messung wird die Intensität des Hintergrundlichts in Tap3 bestimmt. Dies kann in zeitlichem Abstand nach (vgl. Abbildung 2.7) oder auch vor dem Laserpuls ausgeführt werden.

In diesem vereinfachte Schema wird angenommen, dass das Hintergrundlicht während eines solchen Zyklus konstant bleibt. Zusätzlich kann der Laserpuls deutlich von der idealen, rechteckigen Form abweichen (vgl. Abbildung 4.17 in Abschnitt 4.2.5).

In der vereinfachten Betrachtungsweise lässt sich die Flugzeit, wie in Ref. [29] hergeleitet, mit dem Quotienten

$$Q_{\text{ToF}} = \frac{N_{\text{FD2}} - N_{\text{FD3}}}{N_{\text{FD1}} + N_{\text{FD2}} - 2N_{\text{FD3}}} \quad (2.8)$$

²Der Begriff Tap wird hier als Lehnwort aus dem englischen für einen Spannungsabgriff benutzt, der sich aus CG, TG und FD zusammensetzt.

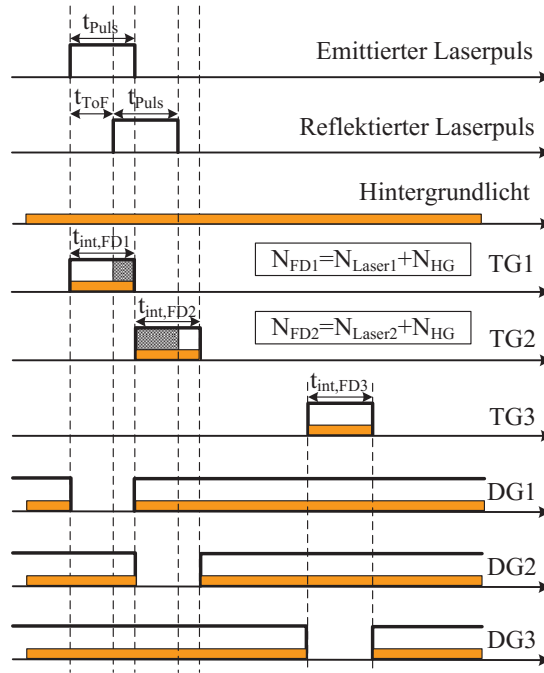


Abbildung 2.7: Vereinfachtes Ausleseschema des indirekten pm-ToF-Verfahrens.

berechnen. Dabei wird die Zahl der Ladungsträger in Tap1 und Tap2 (N_{FD1} bzw. N_{FD2}) um das in Tap3 registrierte Hintergrundsignal N_{FD3} korrigiert. Hiermit ergibt sich für die Flugzeit:

$$t_{\text{ToF}} = t_{\text{Puls}} \cdot Q_{\text{ToF}}. \quad (2.9)$$

Einsetzen in Gl. (2.7) liefert die Distanz:

$$d = \frac{c}{2} \cdot t_{\text{Puls}} \cdot Q_{\text{ToF}}. \quad (2.10)$$

Unter der Bedingung $t_{\text{Puls}} = t_{\text{int}}$ leitet sich der messbare Distanzbereich direkt aus dieser Betrachtung ab:

$$d_{\min} = 0, \quad \text{wenn } N_{\text{FD2}} = N_{\text{FD3}} \quad (2.11)$$

$$d_{\max} = \frac{c}{2} \cdot t_{\text{Puls}}, \quad \text{wenn } N_{\text{FD1}} = N_{\text{FD3}}. \quad (2.12)$$

Das bedeutet auch, dass der Messbereich durch ein verzögertes Beginnen der Integration verschoben werden kann. Allerdings bleibt auch in diesem Fall die Beschränkung auf einen maximalen Distanzunterschied von $\frac{c}{2} \cdot t_{\text{Puls}}$ bestehen.

Aus Abbildung 2.7 wird auch ersichtlich, weshalb bei ToF-Anwendungen keine rolling-shutter-Auslese verwendet werden kann. Würde die Integration in jeder Zeile zeitversetzt durchgeführt werden, wäre es nicht möglich, den reflektierten Laserpuls in allen Zeilen in gleicher Weise zu erfassen.

2.3.3 Verwendete Sensoren

Die Untersuchung in der vorliegende Arbeit wurden mit Sensoren durchgeführt, deren Matrix entweder aus den in Ref. [30] vorgestellten Pixeln (siehe Abbildung 2.8(a)) oder einer darauf basierenden Entwicklung (Abbildung 2.8(b)) besteht. Der Unterschied der beiden Varianten ist zum einen das veränderte Dotierprofil und zum anderen eine größere Kapazität des Ausleseknotts bei der überarbeiteten Version. Diese wird durch einen zusätzlich angeschlossenen Kondensator erreicht, welcher in der ursprünglichen Version zwar ebenso vorhanden ist, hier allerdings zum Stabilisieren der Spannung der Drain Diffusion genutzt wird. Für die Verifikationsmessungen des Modells in Abschnitt 3.4.3 wird Variante (b) verwendet, während Variante (a) für die Anwendung in der Kamera eingesetzt wird (siehe Abschnitt 4.2).

Beide Pixelvarianten zeichnen sich durch ein identisches Ansprechverhalten der einzelnen Taps aus. Dies stellt im Vergleich zu der in Ref. [31] präsentierten Struktur eine deutliche Verbesserung dar und wird durch die Verwendung von drei identischen Sub-Pixeln für die einzelnen Taps erreicht. Jedes Sub-Pixel besteht aus einer LDPD und einer unabhängigen Ansteuerung sowie Auslese.

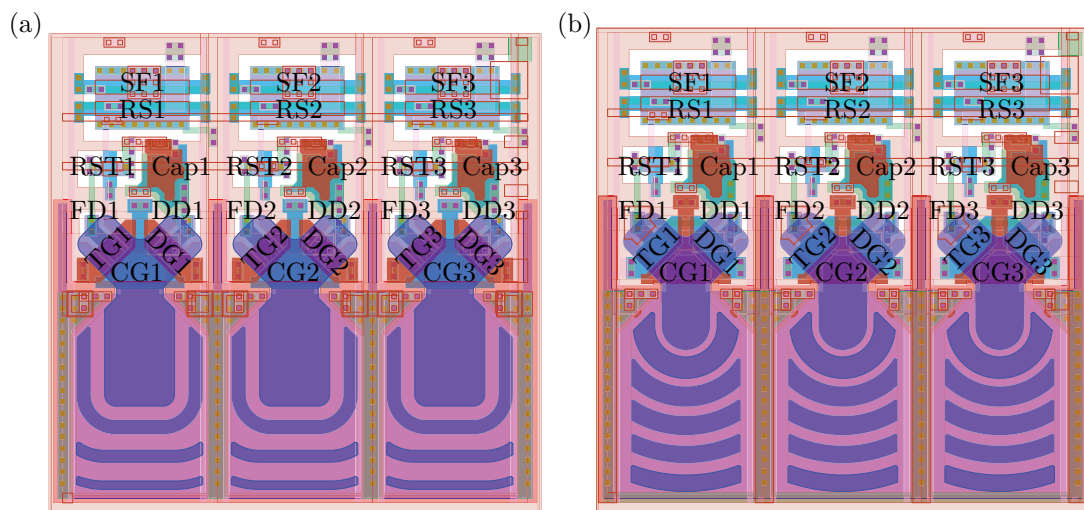


Abbildung 2.8: Variante (a) und (b) der verwendeten Pixel.

Der aus diesem Aufbau resultierende Nachteil ist eine reduzierte photoaktive Fläche. Da während eines Messzyklus immer nur ein Tap aktiv ist (siehe Abbildung 2.7), wird zu jedem Zeitpunkt nur ein Drittel des Photoaktivgebiets genutzt.

Der Sensor setzt sich aus 128×96 Pixeln mit einer Kantenlänge von $40\text{ }\mu\text{m}$ zusammen, wobei die unteren 8 Zeilen für Testvarianten reserviert sind. Somit bleibt eine nutzbare Auflösung von 128×88 Bildpunkten.

Die Steuersignale für TG, DG und RST werden von außen in den Sensor geführt und dort für die gesamte Matrix gleichzeitig geschaltet. Ein Sequencer steuert die Signale des RS, um jeweils die auszulesende Zeile zu selektieren. Die benötigten Versorgungsspannungen werden extern erzeugt und auf dem Chip durch Abblockkondensatoren stabilisiert.

Die drei Taps eines Pixels haben jeweils einen eigenen Ausgang. Somit besitzt jedes Pixel drei Ausgangsleitungen, wobei an jede dieser Leitungen jeweils alle Sub-Pixel einer Spalte angeschlossen sind. Am unteren Ende der Pixelmatrix werden die Ausgangswerte der drei Taps über je einen Multiplexer sowie einen Ausgangsbuffer seriell auf die Ausgänge des Chips geleitet.

2.3.4 Verwendete Time-of-Flight-Kamera

Die in der vorliegenden Arbeit verwendete ToF-Kamera wurde von der Firma TriDiCam GmbH entwickelt. Dabei handelt es sich um eine Ausgründung des Fraunhofer IMS mit dem Ziel „neuartige, robuste 3D-Time-of-Flight Bildsensoren“ (Ref. [32]) zu entwickeln und zu vertreiben.

Eine Kamera (siehe Abbildung 2.9) besteht aus einem Sensorboard, einer Steuerplatine und einem Lasermodule. Das Gehäuse bietet die Möglichkeit, ein CS-Mount-Objektiv vor dem Sensor zu nutzen. Bei allen im Zusammenhang mit der vorliegenden Arbeit durchgeführten Messungen wurde ein Objektiv mit einer Brennweite von 25 mm und einem Öffnungsverhältnis von $1/1,4$ verwendet.

Sensorboard

Auf dem Sensorboard sind zusätzlich zu dem Sockel für den gehäuteten Sensor die Bauteile zum Erzeugen der nötigen Eingangsspannungen und zur Verarbeitung des Ausgangssignals verbaut. Dies beinhaltet einen Digital-to-Analog Converter (DAC), der es ermöglicht die Versorgungsspannungen über die Ansteuersoftware

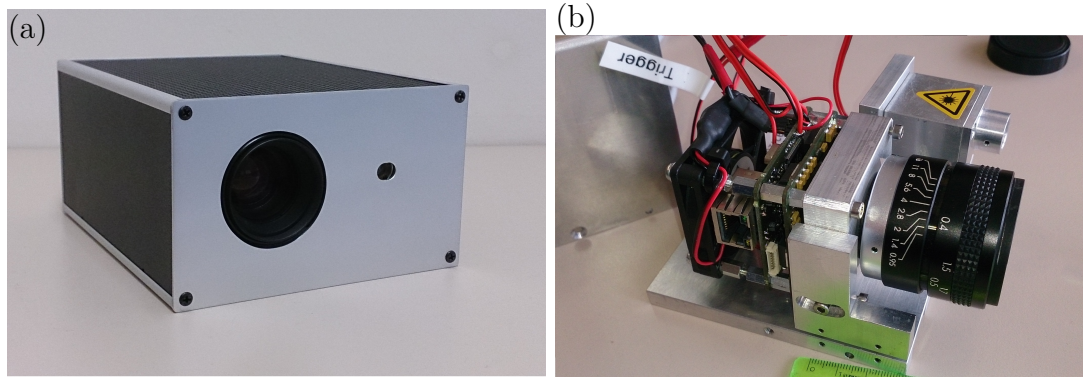


Abbildung 2.9: (a) ToF-Kamerademonstrator und (b) der darin enthaltene Stapel aus Sensor- und Steuerplatine.

ware zu verändern. Dadurch wird zum Betrieb der Kamera nur eine Versorgungsspannung von 12 V benötigt.

Die analogen Ausgangssignale werden in einem 16 bit Analog-to-Digital Converter (ADC) mit drei Kanälen und einem Eingangsbereich von 4 V in ein digitales Signal umgesetzt. Daraus ergibt sich die Bereichsbreite des ADCs zu:

$$U_r = \frac{4 \text{ V}}{2^{16} \text{ DN}} = 61 \mu\text{V/DN}. \quad (2.13)$$

Die Datenblätter von ADC und DAC sind in den Referenzen [33] und [34] zu finden.

Steuerplatine

Auf der Steuerplatine befindet sich ein Field Programmable Gate Array (FPGA) (siehe Ref. [35]), das alle Steuersignale der Kamera erzeugt. Das beinhaltet neben der Ansteuerung des Sensors auch die Taktsignale des ADC und das Triggersignal für den Laser. Das Sensorboard wird über einen Steckverbinder direkt auf die Steuerplatine aufgesetzt.

Die Kommunikation zwischen der Kamera und dem Auslesecomputer findet über eine Ethernet-Verbindung statt. Die Anschlussbuchse befindet sich ebenfalls auf der Steuerplatine.

Lasermodul

Das Lasermodul besteht aus einem Verzögerungsglied, der Treiberschaltung und einer 75 W-Laserdiode von Osram, deren Datenblatt in Ref. [36] zu finden ist.

Davor befindet sich eine Optik, durch die der Laserpuls aufgeweitet wird und somit die gesamte Szene beleuchtet.

2.4 Charakterisierung nach dem EMVA Standard 1288

Die Idee des EMVA Standard 1288 ist die Einführung einheitlicher Charakterisierungsmethoden für Kameras und Bildsensoren. Neben der Art und Anzahl der zu erfassenden Daten werden darin die Anforderungen an das Messsystem definiert.

2.4.1 Lineares Kameramodel

Die zum Zeitpunkt dieser Arbeit aktuellste Version des Standards ist nur in Verwendung mit linearen Kamerasystemen zur Grauwertfassung gültig. Eine Erweiterung auf nicht-lineare Sensoren und ToF-Kamerasysteme ist geplant [37], allerdings noch nicht verfügbar.

Eine Kamera oder ein Sensor wird linear genannt, wenn die Werte am Ausgang proportional zur Zahl der eintreffenden Photonen sind. Die Abfolge der Signalgeneration ist in Abb. 2.10 gezeigt. Für die Analyse der Parameter müssen lediglich die Ein- und Ausgangswerte bekannt sein. Daraus werden schließlich die internen Parameter des Kamerasystems extrahiert. Die Eingangsgrößen bei den Untersuchungen sind die Zahl der eintreffenden Photonen μ_p und das zugehörige Photonenrauschen σ_p .

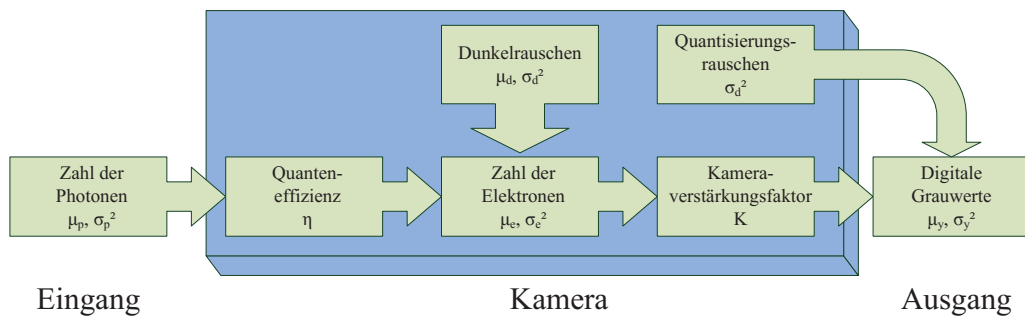


Abbildung 2.10: Visualisierung des mathematischen Modells eines einzelnen Pixels (nach Ref. [38]).

Die mittlere Anzahl an Photonen wird aus der Integrationszeit t_{int} , der Pixelfläche A , der Bestrahlungsstärke E und der Wellenlänge λ , sowie der Lichtgeschwindigkeit c und dem Plankschen Wirkungsquantum h berechnet:

$$\mu_p = \frac{AEt_{\text{int}}}{hc/\lambda}. \quad (2.14)$$

Die Zahl der generierten Elektronen μ_e ist damit über die Quanteneffizienz

$$\eta = \frac{\mu_e}{\mu_p} \quad (2.15)$$

verknüpft. Da die mittlere Anzahl an Elektronen nach der Poisson-Verteilung statistisch streut, beträgt deren Varianz:

$$\sigma_e^2 = \mu_e. \quad (2.16)$$

Im zugrunde liegenden Kameramodell werden zwei weitere Rauschquellen berücksichtigt:

- Das Quantisierungsrauschen σ_q entsteht durch das Umsetzen der kontinuierlichen, analogen Signale in diskrete, digitale Signale. Innerhalb eines bestimmten Intervalls werden unterschiedlichen analogen Eingangssignalen (in V) der selbe digitale Ausgangswert (in Digital Number (DN)) zugeordnet. Da angenommen werden kann, dass die Eingangssignale innerhalb dieses Intervalls gleichverteilt sind, gilt für die Varianz des Quantisierungsrauschens:

$$\sigma_q^2 = 1/12 \text{ DN}^2 \quad (2.17)$$

- Das von der Auslese- und Verstärkerschaltung des Sensors eingebrachte Rauschen wird durch die signalunabhängige, normal-verteilte Varianz σ_d^2 repräsentiert.

Die drei genannten, unabhängigen Rauschbeiträge werden linear addiert. Nach dem Fehlerfortpflanzungsgesetz gilt demzufolge für die Varianz am Ausgang:

$$\sigma_y^2 = K^2(\sigma_d^2 + \sigma_e^2) + \sigma_q^2, \quad (2.18)$$

wobei K den Kameraverstärkungsfaktor mit der Einheit DN/e^- bezeichnet, der angibt, welche Änderung des digitalen Ausgangswerts durch ein einzelnes Elektron verursacht wird. Die Gesamtzahl an Elektronen setzt sich aus dem Signal

der Bestrahlung und der mittleren Anzahl der im Dunkeln erzeugten Elektronen zusammen. Somit gilt für das mittlere digitale Ausgangssignal:

$$\mu_y = K(\mu_e + \mu_d) \quad (2.19)$$

$$= K\mu_e + \mu_{y,\text{dunkel}}. \quad (2.20)$$

Bei der Umformung wurde der mittlere Wert am digitalen Ausgang ohne Bestrahlung $\mu_{y,\text{dunkel}} = K\mu_d$ eingeführt. Einsetzen in Gl. (2.18) führt zu:

$$\sigma_y^2 = K^2\sigma_d^2 + \sigma_q^2 + K \cdot (\mu_y - \mu_{y,\text{dunkel}}). \quad (2.21)$$

Bei der Charakterisierung werden die Größen μ_y , $\mu_{y,\text{dunkel}}$ und σ_y^2 ermittelt. Mit einer Ausgleichsgeraden nach Gl. (2.21) an diese Daten wird damit K bestimmt. Neben der in Abschnitt 3.4.3 durchgeführten Berechnung der Kapazität des Ausleseknosens basiert auf dieser, auch als Photon-Transfer-Methode (PTM) bezeichneten Grundlage die Analyse zahlreicher weiterer Sensorparameter, deren Berechnungen anhand von Ref. [23, 38] nachvollzogen werden können. Eine Übersicht über die ermittelten Messergebnisse für die in der vorliegenden Arbeit verwendeten Sensoren ist in Anhang B.1 gegeben.

Kapitel 3

Modellierung des Ladungstransports

Neben der Problematik der intensitätsabhängigen Transferzeit und dem daraus resultierenden Bedarf für die Modellierung der Ursachen wird in diesem Kapitel gezeigt, wie der Ladungstransport mathematisch beschrieben und berechnet werden kann. Eine vereinfachte analytische Betrachtung zeigt die Auswirkungen unterschiedlicher Sensorparameter. Mit numerischen Berechnungen der Differentialgleichung des Modells wird die Auswirkung der einbezogenen Effekte untersucht und mit Messergebnissen verifiziert.

3.1 Motivation

Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, wird die Distanz beim indirekten ToF-Verfahren aus dem Verhältnis zweier Signalwerte bestimmt (vgl. Gl. (2.8)). Werden diese bei unterschiedlichen Bestrahlungsstärken verglichen, zeigt sich, dass der Quotient von der absoluten Signalamplitude abhängt. In Abbildung 3.1(a) ist, nach der in Abschnitt 3.4.3 angewendeten und beschriebenen Methode, das relative Signal zweier FDs bei unterschiedlicher Bestrahlungsstärke gezeigt. Wird jeweils der Kreuzungspunkt von FD1 und FD2 ermittelt, erhält man den Zeitpunkt, der zu der Entfernung gehört, die exakt in der Mitte des Messbereichs liegt:

$$N_{\text{FD1}} = N_{\text{FD2}} \Rightarrow Q_{\text{ToF}} = \frac{1}{2} \Rightarrow d = \frac{c}{4} \cdot t_{\text{Puls}}. \quad (3.1)$$

Dieser Zeitpunkt verschiebt sich mit zunehmender Bestrahlungsstärke hin zu

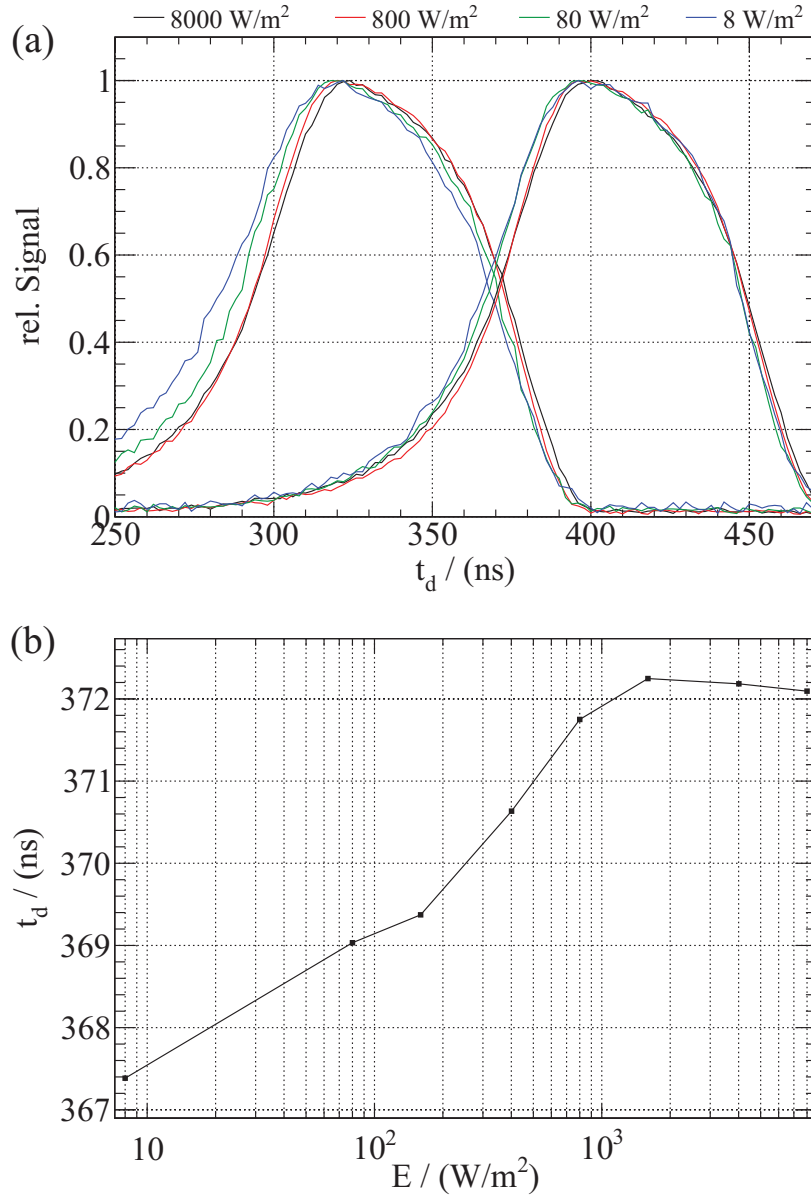


Abbildung 3.1: Signalabhängiger Ladungstransfer. (a) Normierte Laser-Durchschiebekurven von Tap1 und Tap2 für verschiedene Bestrahlungsstärken. (b) Bestrahlungsabhängige Verschiebung des Kreuzungspunkts der beiden Kurven.

längeren Verzögerungszeiten und somit zu größeren Entfernungen (vgl. Abbildung 3.1(b)). In der gezeigten Messung beträgt die Abweichung Δt im betrachteten Bestrahlungsstärkebereich etwa 5 ns. Daraus resultiert für den vorliegenden Fall ein Messfehler von

$$\Delta d = c/2 \cdot \Delta t = 75 \text{ cm.} \quad (3.2)$$

Die hierfür ausschlaggebende Gesamtbestrahlungsstärke wird durch drei Faktoren beeinflusst:

- Hintergrundlicht
- Reflektanz des angestrahlten Objekts
- Abschwächung der Intensität durch die zurückgelegte Strecke des aufgeweiteten Laserstrahls

Dabei ist die Reflektanz in der Regel nicht bekannt und die vom Licht zurückgelegte Strecke ist die zu ermittelnde Messgröße. Somit ist von den drei genannten Einflüssen nur das Hintergrundlicht eine bekannte Größe, da dies innerhalb eines separaten Integrationsfensters bestimmt wird.

Die Verschiebung des Kreuzungspunkts wird durch eine signalabhängige Transferzeit ausgelöst. Trifft Licht hoher Intensität auf das Photoaktivgebiet des Sensors, wird eine große Menge Elektron-Loch-Paare erzeugt. Die hohe Zahl an Ladungsträgern führt dazu, dass sich diese so stark gegenseitig beeinflussen, dass sich dieses auf die Drift auswirkt.

Mit Hilfe des Modells, das an dem physikalischen Ursprung der signalabhängigen Transferzeit ansetzt, soll analysiert werden, welche Sensorparameter den dominierenden Einfluss haben. Mit diesem Modell kann das Layout des Photoaktivgebiets bereits in der Entwurfsphase für einen möglichst schnellen Transfer optimiert werden. Dies wird in der vorliegenden Arbeit anhand eines neuen Pixellayouts demonstriert.

Da auch in einem optimierten Pixel die Auswirkungen der endlichen Drift-Geschwindigkeit messbar sind, werden die Erkenntnisse aus dem Modell dazu verwendet, einen Kalibrationsablauf zu entwickeln. Dabei wird die ermittelte Entfernungsinformation korrigiert, indem mit der Kenntnis über die absolute Bestrahlungsstärke der Einfluss der Transferzeit bestimmt wird. Im Unterschied

zu dem in Ref. [30] vorgestellten Kalibrationsverfahren zur Kompensation der Intensitätsabhängigkeit wird in der vorliegenden Arbeit kein auf empirischen Daten basierender Ansatz verfolgt. Das Ziel ist, durch die Berechnung der physikalischen Eigenschaften des Ladungstransports den Einfluss unterschiedlicher Intensität vor der Distanzberechnung zu kompensieren und damit eine geringere Komplexität der Rechenschritte zu erreichen.

3.2 Physikalisches Modell

Das physikalische Modell berücksichtigt drei grundlegende Effekte, die den Ladungstransport beeinflussen: Die thermische Diffusion, die Drift durch den Potentialgradienten und die selbstinduzierte Drift (SID). Diese wurden erstmals zusammenhängend in Ref. [39] erwähnt und in der Folge unter anderem in Ref. [40–43] behandelt. Dabei wurde der Ladungstransport in CCDs untersucht, in denen die Ladungsträger durch eine angelegte Spannung von einer Zelle zur nächsten drifteten.

In der in dieser Arbeit verwendeten LDPD wird das elektrische Feld nicht durch extern angelegte Spannungen erzeugt, sondern durch den Dotiergradienten im Photoaktivgebiet. Deshalb wird das in [40] eingeführte Fringing Field durch ein laterales Driftfeld ersetzt.

Um die Beschreibung des Ladungstransports auf ein eindimensionales Problem zu reduzieren beruht das Modell auf der Annahme, dass der wesentliche Anteil der erzeugten Ladungsträger in die Richtung des CG driftet. Die seitliche Bewegung in benachbarte Photoaktivgebiete kann aufgrund der isolierenden p -Dotierung zwischen den einzelnen Elementen vernachlässigt werden. Die Dotierung wird mit hoher Energie implantiert, sodass diese tief in das Material hineinreicht.

Das Signal, das durch tief in das Material eindringende Photonen erzeugt wird und dessen Ladungsträger zunächst in das verarmte Gebiet der n -Wanne driften müssen, wird durch die Berechnung einer effektiven Bestrahlungsstärke in Abschnitt 3.4.2 berücksichtigt.

3.2.1 Thermische Diffusion

Sind in einem Halbleiter die Ladungsträger inhomogen verteilt, so wird dieser Unterschied durch einen Diffusionsstrom mit der Stromdichte J_{TD} ausgeglichen.

Dieser wird nach dem ersten Fick'schen Gesetz [44] berechnet:

$$J_{\text{TD}} = qD_n \frac{dn}{dx}. \quad (3.3)$$

Hierbei bezeichnet q die Einheitsladung und n die Ladungsträgerdichte. Die x -Achse ist entlang des Potentialgefälles definiert. Der Diffusionskoeffizient D_n ist proportional zur Boltzmann-Konstante k_B , der Temperatur T und der Mobilität μ_n und wird über die Einstein-Gleichung [45] bestimmt:

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \cdot \mu_n. \quad (3.4)$$

Entsprechend wird mit der Mobilität der Löcher μ_p der Diffusionskoeffizient D_p ermittelt. Da jedoch μ_n deutlich größer ist (siehe Ref. [46]), wird für die Untersuchungen in der vorliegenden Arbeit der Beitrag der Löcher zum Gesamtstrom vernachlässigt.

3.2.2 Drift durch das laterale Driftfeld

Die Besonderheit der LDPD ist der Dotiergradient, durch den das laterale Driftfeld (LDF) erzeugt wird. Dieses beschleunigt Elektronen in Richtung des Auslesekontakts. Der Beitrag zur Gesamtstromdichte durch diese Drift wird mit

$$J_{\text{LDF}} = q\mu_n n E_{\text{LDF}} \quad (3.5)$$

berechnet, wobei das laterale Driftfeld E_{LDF} über den Gradienten des elektrostatischen Potential Φ_{LDF} ausgedrückt werden kann:

$$E_{\text{LDF}} = -\nabla \Phi_{\text{LDF}}. \quad (3.6)$$

Im eindimensionalen Fall vereinfacht sich dies zu:

$$E_{\text{LDF}} = -\frac{\partial \Phi_{\text{LDF}}}{\partial x}. \quad (3.7)$$

Da im Allgemeinen Φ_{LDF} nicht linear ist, hängt auch das elektrische Feld von x ab.

3.2.3 Selbstinduzierte Drift

Die SID hat seinen Ursprung in der repulsiven Kraft der Elektronen im Photoaktivgebiet untereinander. Der Effekt wurde erstmals in Ref. [47] anhand eines

eindimensionalen MOS-Kondensators untersucht und in Ref. [40] für CCDs aufgegriffen. Darin wird davon ausgegangen, dass das Oberflächenpotential proportional zur Ladungsträgerdichte und somit dem Signal ist:

$$\Phi_{\text{SID}} = \Phi_{\text{SID},0} - \frac{q}{C_{\text{Wanne}}} \cdot n. \quad (3.8)$$

Dabei bezeichnet $\Phi_{\text{SID},0}$ das Oberflächenpotential einer leeren n -Wanne. Deren flächenbezogene Kapazität berechnet sich aus der dielektrischen Permittivität ϵ und der Dicke d der Wanne:

$$C_{\text{Wanne}} = \frac{\epsilon}{d}. \quad (3.9)$$

Wird deren Variation innerhalb des Photoaktivgebiets vernachlässigt, folgt daraus für das elektrische Feld:

$$E_{\text{SID}} = -\frac{\partial \Phi_{\text{SID}}}{\partial x} = \frac{q}{C_{\text{Wanne}}} \cdot \frac{\partial n}{\partial x}. \quad (3.10)$$

Dann gilt für die Stromdichte durch die selbstinduzierte Drift:

$$J_{\text{SID}} = q\mu_n n E_{\text{SID}} = \frac{q^2 \mu_n n}{C_{\text{Wanne}}} \cdot \frac{\partial n}{\partial x} = a \cdot q \cdot n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \quad (3.11)$$

mit

$$a = \frac{q \cdot \mu_n}{C_{\text{Wanne}}}. \quad (3.12)$$

In Ref. [48] werden J_{SID} und J_{TD} aufgrund ihrer Ähnlichkeit zusammengefasst. Dabei wird ein effektiver Diffusionskoeffizient definiert, der allerdings von der Ladungsträgerkonzentration und somit von Ort und Zeit abhängt. Um diese Abhängigkeit zu vermeiden, werden die beiden Beiträge auch im Folgenden getrennt behandelt.

3.3 Lösung der Differentialgleichung

Die drei Beiträge aus Gl. (3.3), (3.5) und (3.11) werden zur Gesamtstromdichte J_{tot} zusammengefasst:

$$J_{\text{tot}} = J_{\text{TD}} + J_{\text{LDF}} + J_{\text{SID}}. \quad (3.13)$$

Diese wird in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt und es ergibt sich für die Ladungsträgerdichte:

$$q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial J_{\text{tot}}}{\partial x} \quad (3.14)$$

$$q \cdot \frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(q D_n \frac{\partial n}{\partial x} + q \mu_n n E_{\text{LDF}} + a \cdot q \cdot n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) \quad (3.15)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n n \frac{\partial E_{\text{LDF}}}{\partial x} + \mu_n E_{\text{LDF}} \frac{\partial n}{\partial x} + a \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) + G(t). \quad (3.16)$$

Da während des Ladungstransports zusätzlich neue Ladungsträger generiert werden, wird im letzten Schritt die flächenbezogene Ladungsträgergeneration

$$G(t) = \frac{S \cdot E(t)}{q} \quad (3.17)$$

addiert. Diese ist proportional zur Sensitivität S und der Bestrahlungsstärke $E(t)$. Da $E(t)$ im Allgemeinen nicht konstant ist, ist auch die Ladungsträgergeneration zeitabhängig.

Die Lösung der inhomogenen, nichtlinearen, parabolischen, partiellen Differentialgleichung (3.16) beschreibt die zeitliche und örtliche Entwicklung der Ladungsträgerkonzentration. Die Gleichung kann in drei Teile zerlegt werden: Die ersten drei Terme, die durch das LDF und die thermische Diffusion (TD) eingeführt werden, der vierte Term, der den Einfluss des SID beschreibt und die im fünften Term dargestellte Generation. Dabei ist zu beachten, dass Gl. (3.16) ohne den vierten Term zu einer linearen, partiellen Differentialgleichung wird. Diese würde zu einer Lösung führen, bei der das zeitliche Verhalten der Ladungsträger nicht von deren Anzahl, sondern nur von physikalischen Parametern des Photoaktivgebiets abhängt. Aus diesem Grund wird die SID in Abschnitt 3.3.2 im Detail betrachtet.

3.3.1 Rand- und Anfangsbedingungen

Neben der eindimensionalen Betrachtung ist die Annahme, dass die Ladungsträger das Photoaktivgebiet nur am Ausleseknuten verlassen können, eine weitere Einschränkung des Modells. Dies bedeutet für die Stromdichte am linken Rand:

$$J_{\text{tot}}(x = 0, t) = 0. \quad (3.18)$$

Zusätzlich wird angenommen, dass das Potential am CG ausreichend tief ist. Dann kann der rechte Rand bei $x = L$ des betrachteten Photoaktivgebiets als perfekte Senke angenommen werden:

$$n(x = L, t) = 0. \quad (3.19)$$

Vor Beginn eines Belichtungsvorgangs werden alle noch existierenden Ladungsträger aus dem Photoaktivgebiet entfernt, sodass gilt:

$$n(x, t = 0) = 0. \quad (3.20)$$

Für einen endlich langen Lichtpuls gilt zusätzlich

$$n(x, t \rightarrow \infty) = 0, \quad (3.21)$$

da ohne die Generation weiterer Ladungsträger alle noch vorhandenen Elektronen aus dem Photoaktivgebiet zum CG driften, sodass es nach einer ausreichend langen Zeit wieder frei von Ladungsträgern ist.

3.3.2 Vereinfachtes Modell

Da die selbstinduzierte Drift der Auslöser für die Signalabhängigkeit der Transfergeschwindigkeit und gleichzeitig der Grund für die Nichtlinearität von Gl. (3.16) ist, wird diese einzeln betrachtet und eine analytische Lösung gesucht. In diesem Fall vereinfacht sich die Differentialgleichung zu

$$\frac{\partial n}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) + G(t). \quad (3.22)$$

Wie in Abschnitt 3.4.2 gezeigt wird, weicht der reale Laserpuls sehr stark von der idealen, rechteckigen Form ab. Dennoch wird für die analytischen Berechnungen ein idealer Puls der Dauer t_{Puls} und der Bestrahlungsstärke E_0 angenommen. Dann gilt für die Generationsrate:

$$G(t) = \begin{cases} \frac{S \cdot E_0}{q}, & \text{für } 0 < t \leq t_{\text{Puls}} \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.23)$$

Dadurch kann der Prozess in drei separate Fälle aufgeteilt werden: Aufladevorgang, stabiles Gleichgewicht und Entladevorgang. Der in der zeitlichen Abfolge am Anfang stehende Aufladevorgang wird im Folgenden zuletzt behandelt, da dort Ergebnisse der weiteren Berechnungen eingehen.

Stabiles Gleichgewicht

Wird die Photodiode bei geöffnetem TG oder DG konstant bestrahlt, stellt sich nach einer gewissen Zeit ein stabiles Gleichgewicht (Steady State) ein. Dabei ist die Zahl der erzeugten und die der abfließenden Ladungsträger identisch. Das bedeutet, dass die Ladungsträgerdichte n_{SS} konstant bleibt und sich Gl. (3.22) zu einer homogenen Differenzialgleichung vereinfacht:

$$0 = a \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(n_{SS} \cdot \frac{\partial n_{SS}}{\partial x} \right) + G. \quad (3.24)$$

Als zusätzliche Randbedingung wird die Ladungsträgerdichte am linken Rand definiert:

$$n_{SS}(x = 0) = n_0. \quad (3.25)$$

Die allgemeine Lösung von Gl. (3.24) ist durch

$$n_{SS}(x) = \pm e^{-c_1} \sqrt{\frac{1}{G} - e^{2c_1} \cdot G \cdot \frac{x^2 + 2c_2x + c_2^2}{a}} \quad (3.26)$$

mit den Konstanten c_1 und c_2 gegeben. Die Stromdichte berechnet sich damit zu:

$$J_{SID,SS}(x) = q \cdot a \cdot n_{SS}(x) \cdot \frac{\partial n_{SS}(x)}{\partial x} \quad (3.27)$$

$$= -\frac{1}{2} \cdot q \cdot a \cdot e^{-2c_1} \cdot \left(\frac{2 \cdot G \cdot e^{2c_1} \cdot (x + c_2)}{a} \right) \quad (3.28)$$

$$= -q \cdot G \cdot (x + c_2) \quad (3.29)$$

und das Einsetzen der Randbedingung aus Gl. (3.18) ergibt

$$J_{SID,SS}(0) = -q \cdot G \cdot c_2 \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.30)$$

$$\Rightarrow c_2 = 0. \quad (3.31)$$

Aus Gl. (3.25) folgt

$$n_{SS}(0) = \pm e^{-c_1} \sqrt{\frac{1}{G}} \stackrel{!}{=} n_0 \quad (3.32)$$

$$\Rightarrow c_1 = \ln \left(\frac{1}{n_0} \sqrt{\frac{1}{G}} \right) \quad (3.33)$$

wobei die Lösung mit negativem Vorzeichen verworfen wird, da diese zur unphysikalischen Lösung mit negativer Ladungsträgerdichte führt.

Mit Hilfe der Randbedingung aus Gl. (3.19) und durch Einsetzen von c_1 und c_2 wird n_0 ermittelt:

$$n_{\text{SS}}(L) = n_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{G \cdot L^2}{n_0^2 \cdot a}} \quad (3.34)$$

$$= n_0 \cdot \sqrt{1 - \frac{S \cdot E_0 \cdot L^2 \cdot C_{\text{Wanne}}}{q^2 \cdot n_0^2 \cdot \mu_n}} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.35)$$

$$\Rightarrow n_0 = \frac{L}{q} \cdot \sqrt{\frac{S \cdot E_0 \cdot C_{\text{Wanne}}}{\mu_n}}. \quad (3.36)$$

Einsetzen von Gl. (3.31), (3.33) und (3.36) in Gl. (3.26) führt schließlich zu:

$$n_{\text{SS}}(x) = n_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{x}{L}\right)^2}. \quad (3.37)$$

Bemerkenswert ist, dass der Betrag der Stromdichte bei $x = L$ mit der im Photoaktivgebiet generierten Ladung identisch ist:

$$J_{\text{SID,SS}}(L) = -L \cdot S \cdot E_0 \quad (3.38)$$

$$q \cdot \int_0^L G \, dx = \int_0^L S \cdot E_0 \, dx = L \cdot S \cdot E_0. \quad (3.39)$$

Dies beschreibt zusätzlich die Eigenschaft des stabilen Gleichgewichts, in dem die Ladungsträgerverteilung konstant bleibt. Das Vorzeichen in Gl. (3.38) zeigt die technische Stromrichtung in negative x -Richtung. Das bedeutet, dass Elektronen in die positive Richtung fließen.

Entladevorgang

Nach Ende des Lichtpulses zum Zeitpunkt $t = t_{\text{Puls}}$ werden keine weiteren Ladungsträger erzeugt, während die vorhandenen weiterhin abfließen. Ist die Pulslänge ausreichend groß, ist das stabile Gleichgewicht der Ausgangspunkt dieses Prozesses und Gl. (3.37) wird für diesen Fall zur Anfangsbedingung:

$$n_{\text{off}}(x, t = t_{\text{Puls}}) = n_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{x}{L}\right)^2}. \quad (3.40)$$

Da $G(t)$ nach Gl. (3.23) für $t > t_{\text{Puls}}$ verschwindet, vereinfacht sich Gl. (3.16) zu:

$$\frac{\partial n_{\text{off}}}{\partial t'} = a \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(n_{\text{off}} \cdot \frac{\partial n_{\text{off}}}{\partial x} \right) \quad (3.41)$$

mit

$$t' = t - t_{\text{Puls}}. \quad (3.42)$$

In Ref. [49, Abschnitt 1.1.10] ist die Lösung

$$n_{\text{off}}(x, t') = -\frac{(x + c_1)^2}{6a \cdot (t' + c_2)} + \frac{c_3}{|t' + c_2|^{1/3}} \quad (3.43)$$

mit den Konstanten c_1 , c_2 und c_3 gegeben. Das Einsetzen der Randbedingung aus Gl. (3.19) unter Vernachlässigung des letzten Summanden führt zu:

$$n_{\text{off}}(x = L, t') = -\frac{(L + c_1)^2}{6a \cdot (t' + c_2)} \stackrel{!}{=} 0 \quad (3.44)$$

$$\Rightarrow c_1 = -L \quad (3.45)$$

Die Anfangsbedingung aus Gl. (3.40) wird bei $x = 0$ betrachtet und liefert:

$$n_{\text{off}}(x = 0, t' = 0) = -\frac{L^2}{6a \cdot c_2} \stackrel{!}{=} n_0 \quad (3.46)$$

$$\Rightarrow c_2 = -\frac{L^2}{6a \cdot n_0} \quad (3.47)$$

Durch Einsetzen von c_1 und c_2 in Gl. (3.43) wird dies zu:

$$n_{\text{off}}(x, t') = \frac{(x - L)^2}{6a \cdot (t' + \frac{L^2}{6a \cdot n_0})} \quad (3.48)$$

$$= \frac{n_0 \cdot (1 - x/L)^2}{1 + 6t'/\tau_{\text{SID}}}, \quad (3.49)$$

mit der Zeitkonstanten

$$\tau_{\text{SID}} = \frac{C_{\text{Wanne}} \cdot L^2}{q \cdot \mu_n \cdot n_0}. \quad (3.50)$$

Dabei ist erwähnenswert, dass dies der Zeitkonstante aus dem Widerstand R_{Wanne} der n -Wanne und deren Kapazität $C'_{\text{Wanne}} = wLC_{\text{Wanne}}$ entspricht:

$$R_{\text{Wanne}} \cdot C'_{\text{Wanne}} = \frac{L}{\sigma \cdot w \cdot d} \cdot \frac{\epsilon \cdot w \cdot L}{d} = \frac{C_{\text{Wanne}} \cdot L^2}{q \cdot \mu \cdot n}. \quad (3.51)$$

Darin bezeichnet d die Dicke, w die Breite und $\sigma = q\mu_n n$ die Leitfähigkeit der n -Wanne. An τ_{SID} erkennt man, dass die Transfargeschwindigkeit durch die SID von einem kurzen Photoaktivgebiet sowie einer hohen Ladungsträgerdichte profitiert.

Bei der gefundenen Lösung wird allerdings die Anfangsbedingung nur für $x = 0$ und $x = L$ erfüllt und es können keine Konstanten gewählt werden, sodass die

Verteilung zu Beginn dem statischen Gleichgewicht entspricht. Aus diesem Grund wird im Folgenden die approximative Lösung

$$\tilde{n}_{\text{off}}(x, t') = n_0 \cdot \frac{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{L}\right)^2}}{1 + \frac{t'}{\alpha \cdot \tau}} \quad (3.52)$$

verwendet. Hierbei bezeichnet α einen Fit-Parameter, der in Abschnitt 3.3.2 durch den Vergleich mit numerisch berechneten Werten ermittelt wird. Die Berechnung der Stromdichte führt hiermit zu

$$J_{\text{SID,off}}(x, t') = q \cdot a \cdot \tilde{n}_{\text{off}}(x, t') \cdot \frac{\partial \tilde{n}_{\text{off}}(x, t')}{\partial x} = -\frac{x \cdot S \cdot E}{\left(1 + \frac{t'}{\alpha \cdot \tau}\right)^2}. \quad (3.53)$$

Ein Vergleich mit der Stromdichte des stabilen Gleichgewichts (siehe Gl. (3.29)) zeigt, dass diese bei $t' = 0$ bzw. $t = t_{\text{Puls}}$ stetig ineinander übergehen:

$$J_{\text{SID,off}}(x, t' = 0) = -x \cdot S \cdot E = J_{\text{SID,ss}}(x). \quad (3.54)$$

Aufladevorgang

Zu Beginn des Laserpulses werden mehr Ladungsträger erzeugt als abfließen und die Ladungsträgerdichte nimmt zu, bis sie im Grenzfall $t \rightarrow \infty$ in das statische Gleichgewicht (vgl. Gl. (3.37)) übergeht:

$$n_{\text{on}}(x, t \rightarrow \infty) \stackrel{!}{=} n_0 \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{x}{L}\right)^2}. \quad (3.55)$$

In Ref. [49] ist die Lösung von Gl. (3.22) durch

$$n_{\text{on}}(x, t) = -\frac{(x + c_1)^2}{6a \cdot (t + c_2)} + \frac{c_3}{|t + c_2|^{1/3}} + \frac{3}{4}G(t + c_1) \quad (3.56)$$

gegeben. Diese ist mit der Lösung zum Abschaltvorgang (vgl. Gl. (3.43)) zuzüglich eines Generationsterms identisch. Allerdings erfüllt sie die Rand- und Anfangsbedingungen nicht. Der letzte Term verursacht, dass $n_{\text{on}}(x, t)$ für $t \rightarrow \infty$ keinen konstanten Wert annimmt, sondern linear mit der Zeit ansteigt. Somit ist kein Gleichgewichtszustand erreichbar. Deshalb wird wie bereits beim Abschaltvorgang auch hier in Anlehnung an die in Abschnitt 3.3.2 vorgestellte, numerische Berechnung eine approximative Lösung verwendet. Der zeitliche Verlauf der Ladungsträgerdichte während des Aufladevorgangs kann demnach durch

$$\tilde{n}_{\text{on}}(x, t) = n_0 \cdot \sqrt{1 - (x/L)^2} \cdot \left(1 - \exp\left(\frac{-t}{\beta \cdot \tau}\right)\right) \quad (3.57)$$

beschrieben werden, wobei der Fitparameter β eingeführt wird. Die Analyse der Stromdichte zeigt, dass auch diese für $t \rightarrow \infty$ stetig an das statische Gleichgewicht anknüpft:

$$J_{\text{SID,on}}(x, t) = q \cdot a \cdot \tilde{n}_{\text{on}}(x, t) \cdot \frac{\partial \tilde{n}_{\text{on}}(x, t)}{\partial x} \quad (3.58)$$

$$= -\frac{a \cdot n_0^2 \cdot q \cdot x}{L^2} \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\beta\tau}}\right) \quad (3.59)$$

$$= -x \cdot S \cdot E \cdot \left(1 - e^{-\frac{t}{\beta\tau}}\right) \quad (3.60)$$

$$J_{\text{SID,on}}(x, t \rightarrow \infty) = -x \cdot S \cdot E = J_{\text{SID,ss}}(x). \quad (3.61)$$

3.3.3 Lösungsansatz mit allen Termen

Werden alle Terme berücksichtigt, so ist die Differentialgleichung für den Entladevorgang ($G = 0$) mit einem konstanten lateralen Driftfeld ($\frac{\partial E_{\text{LDF}}}{\partial x} = 0$) durch

$$\frac{\partial n}{\partial t'} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} + \mu_n E_{\text{LDF}} \frac{\partial n}{\partial x} + a \left(\frac{\partial n}{\partial x}\right)^2 + a \cdot n \cdot \frac{\partial^2 n}{\partial x^2} \quad (3.62)$$

gegeben, wobei t' wie in Abschnitt 3.3.2 die Zeit ab dem Ende des Laserpulses bezeichnet. Um die Gleichung zu lösen wird die Koordinatentransformation

$$n(x, t') = u(z, \tau) + \xi \quad (3.63)$$

mit einer beliebigen Konstanten ξ und den neuen Variablen

$$z = x + \mu_n E_{\text{LDF}} t' \quad \text{und} \quad \tau = t' \quad (3.64)$$

eingeführt. Die partiellen Ableitungen berechnen sich zu

$$\frac{\partial n}{\partial t'} = \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial t'} + \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial t'} = \mu_n E_{\text{LDF}} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial \tau} \quad (3.65)$$

$$\frac{\partial n}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial z}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{\partial \tau}{\partial x} = \frac{\partial u}{\partial z} \quad (3.66)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial u}{\partial z} \frac{\partial^2 z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} \left(\frac{\partial \tau}{\partial x}\right)^2 + \frac{\partial u}{\partial \tau} \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} + 2 \frac{\partial^2 u}{\partial x \partial \tau} \frac{\partial z}{\partial x} \frac{\partial \tau}{\partial x} = \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (3.67)$$

Einsetzen in Gl. (3.62) liefert

$$\mu_n E_{\text{LDF}} \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial \tau} = D_n \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + \mu_n E_{\text{LDF}} \frac{\partial u}{\partial z} + a \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + a(u + \xi) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \quad (3.68)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial u}{\partial \tau} = D_n \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} + a \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + a(u + \xi) \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}. \quad (3.69)$$

Wird nun die Konstante als $\xi := -\frac{D_n}{a}$ definiert, vereinfacht sich dies weiter und es ergibt sich:

$$\frac{\partial u}{\partial \tau} = a \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + a \cdot u \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = a \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left(u \cdot \frac{\partial u}{\partial z} \right). \quad (3.70)$$

Damit wurde die Gleichung auf die selbe Form wie in Gl. (3.40) gebracht und führt zu:

$$u(z, \tau) = -\frac{(z + c_1)^2}{6a \cdot (\tau + c_2)} + \frac{c_3}{|\tau + c_2|^{1/3}}. \quad (3.71)$$

Mit der Einschränkung $c_3 = 0$ führt die Rücktransformation zu

$$n(x, t') = -\frac{(x + \mu_n E_{\text{LDF}} t' + c_1)^2}{6a(t' + c_2)} - \frac{D_n}{a}. \quad (3.72)$$

Der zusätzlich auftretende Summand im Zähler des ersten Terms zeigt ohne weitere Betrachtung der Konstanten c_1 und c_2 , dass der Ladungstransport durch das laterale Driftfeld sowie eine hohe Ladungsträgermobilität begünstigt wird.

3.3.4 Fazit

Es wurde ein Modell vorgestellt, das unter der Berücksichtigung der Einflüsse durch die thermischen Diffusion, die selbstinduzierte Drift und die Drift durch das laterale Driftfeld den Ladungstransport in der LDPD beschreibt. Eine analytische Lösung, die alle Effekte berücksichtigt und damit, nach Wissen des Autors, über die Ansätze in bisherigen Veröffentlichungen hinausgeht, konnte für den Abschaltvorgang gefunden werden.

3.4 Numerische Verifikation

In diesem Kapitel soll die Gültigkeit des physikalischen Modells und der analytischen Berechnungen gezeigt werden. Dazu wird die Konsistenz der Ergebnisse des vorangegangenen Kapitels mit numerisch berechneten Werten verglichen.

Anschließend werden diese Berechnungen mit realistischen Rahmenbedingungen wiederholt. Dazu gehört neben dem realen Laserpuls auch der aus Technology Computer-Aided Design (TCAD)¹ extrahierte Potentialverlauf, mit dem daraus resultierenden elektrischen Feld. Diese Ergebnisse werden daraufhin mit Messungen verglichen, um zu demonstrieren, dass das Modell den Ladungstransport in guter Übereinstimmung beschreibt.

Die Differentialgleichung zur zeitabhängigen Beschreibung der Ladungsträgerdichte (siehe Gl. (3.16)) wird mit Hilfe der Finite-Elemente-Methode (FEM) gelöst. Dazu wird das Programm *FlexPDE 6* [52, 53] von *PDE Solutions* verwendet.

3.4.1 Vergleich des vereinfachten Modells

Wie in Abschnitt 3.3.2 geschildert, wird im vereinfachten Modell nur der Einfluss der SID betrachtet, da diese die Ursache der signalabhängigen Transferzeit ist. Die Ladungsträgerdichte wird durch Gl. (3.22) beschrieben:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = a \cdot \frac{\partial}{\partial x} \left(n \cdot \frac{\partial n}{\partial x} \right) + G(t). \quad (3.73)$$

Die Lösung für den Auf- und Entladevorgang, bzw. das statische Gleichgewicht sind durch Gln. (3.37), (3.52) und (3.57) gegeben:

$$n_{\text{SID}}(x, t) = n_0 \cdot \sqrt{1 - (x/L)^2} \cdot \begin{cases} 1 - \exp\left(\frac{-t}{\beta \cdot \tau}\right) & \text{für } t < t_{\text{Puls}} \\ 1 & \text{für } t = t_{\text{Puls}} \\ \left(1 + \frac{t - t_{\text{Puls}}}{\alpha \cdot \tau}\right)^{-1} & \text{für } t > t_{\text{Puls}}. \end{cases} \quad (3.74)$$

Um dieses Ergebnis für alle drei Fälle zuverlässig zu prüfen ist sicherzustellen, dass in den numerischen Berechnungen auch das statische Gleichgewicht erreicht wird. Aus diesem Grund wurde hier eine Pulsdauer von $t_{\text{Puls}} = 2 \mu\text{s}$ verwendet, auch wenn dies deutlich länger ist als in der realen Anwendung, in welcher einzelne Pulse im Allgemeinen nicht länger als 100 ns sind.

Insbesondere bei zeitabhängigen Fragestellungen, die mit der FEM berechnet werden sollen, empfiehlt es sich, unstetige Eingangsgrößen zu vermeiden. Deshalb wird der Verlauf von $G(t)$ aus Gl. (3.23) angepasst, sodass diese Generationsrate

¹Die Abkürzung für TCAD steht hier synonym für die Prozess- und Bauelemente-Simulationsumgebung von *Synopsys* (siehe Ref. [50] und [51]).

innerhalb der Zeit t_{rise} linear auf den Wert $\frac{S \cdot E_0}{q}$ ansteigt. Während des Abschaltens fällt die Bestrahlungsstärke in t_{fall} auf den Ausgangswert zurück:

$$G(t) = \frac{S \cdot E_0}{q} \cdot \begin{cases} \frac{t}{t_{\text{rise}}}, & \text{für } 0 < t \leq t_{\text{rise}} \\ 1, & \text{für } t_{\text{rise}} < t \leq t_{\text{Puls}} \\ 1 - \frac{t - t_{\text{Puls}}}{t_{\text{fall}}}, & \text{für } t_{\text{Puls}} < t \leq t_{\text{Puls}} + t_{\text{fall}} \\ 0, & \text{sonst.} \end{cases} \quad (3.75)$$

In Abbildung 3.2 sind die numerisch berechneten Werte und die Kurven nach Gl. (3.74) für einige Stellen innerhalb des Photoaktivgebiets gegenübergestellt. Es ist zu sehen, dass während des Aufladevorgangs Abweichungen auftreten. Diese zeigen sich umso ausgeprägter, je größer der Abstand zum Ausleseknoden ist. Der Korrekturfaktor β liegt je nach gewählten Parametern im Bereich von 0,5 bis 0,7.

Für $t > 1 \mu\text{s}$ bleibt die Ladungsträgerkonzentration konstant. Das bedeutet, dass das stabile Gleichgewicht erreicht wird und die Zahl der generierten und durch den Ausleseknoden abfließenden Ladungsträger identisch ist. Die numerisch ermittelte Ladungsträgerkonzentration entspricht hier exakt der analytisch berechneten.

Nach dem Ende des Laserpulses ($t > 2 \mu\text{s}$) fällt die Ladungsträgerdichte ab und es ist zu sehen, dass der numerisch Verlauf gut durch Gl. (3.74) beschrieben wird, wobei der Korrekturfaktor α im Bereich von 0,8 bis 0,9 liegt.

Das sehr langsame Ansprechverhalten in den hier gezeigten Untersuchungen mit der Größenordnung von Mikrosekunden wird durch die isolierte Betrachtung der selbstinduzierten Drift verursacht. Ohne das zusätzliche laterale Driftfeld und die thermische Diffusion ist die gegenseitige Abstoßung der Elektronen die einzige Ursache für die Bewegung der Elektronen. Da diese nicht gerichtet ist, werden die Ladungsträger nicht nur zum Ausleseknoden beschleunigt, sondern auch in die entgegengesetzte Richtung verdrängt. Dies führt zu dem flach abfallenden Ausläufer während des Entladevorgangs.

3.4.2 Realistische Berechnung

Um das Model mit Messungen zu überprüfen ist es notwendig, die numerischen Berechnungen unter realistischen Bedingungen durchzuführen. Dazu gehört neben dem Einbeziehen aller in Abschnitt 3.2 aufgeführten Effekte auch das Berücksichtigen der Eingangsgrößen, die nur numerisch und nicht in analytischer Form

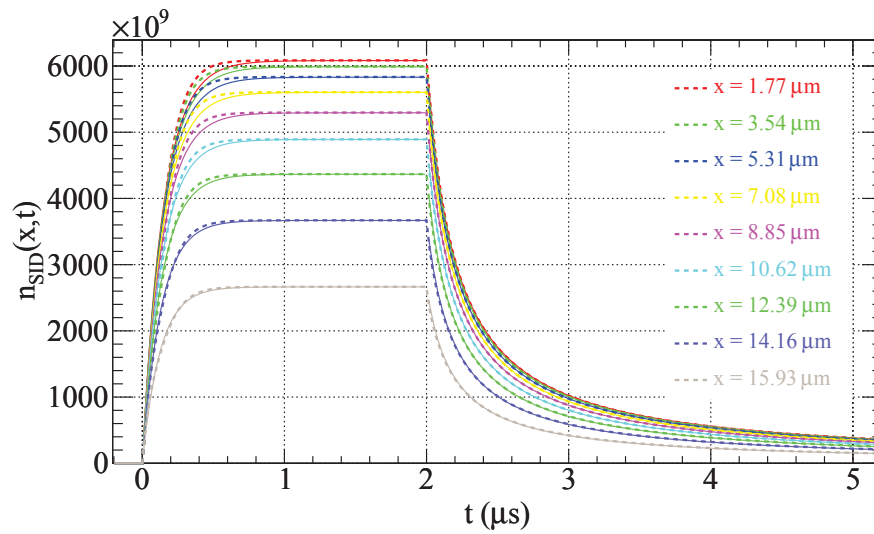


Abbildung 3.2: Beispielhafter, transienter Verlauf der Ladungsträgerdichte an verschiedenen Stellen in der Wanne. Die gestrichelten Linien zeigen die numerische Lösung, während die durchgezogene Linien den An- bzw. Abschaltvorgang nach Gl. (3.74) zeigen.

vorliegen. Dies ist zum einen der Laserpuls, der mit Hilfe eines Hochgeschwindigkeitsphotoreceivers² gemessen wird und zum anderen das elektrische Feld, welches mit Hilfe der TCAD-Simulationsumgebung von *Synopsis* berechnet wird.

Laserpuls

In Abbildung 3.3 ist der Intensitätsverlauf des 905 nm-Lasers aus dem in Anhang A.1 vorgestellten Messaufbau zu sehen. Um die Bestrahlungsstärke zu variieren werden verschiedene Neutraldichtefilter eingesetzt. Aufgrund der hohen Peak-Leistung des verwendeten Lasers und des eingeschränkten Dynamikumfangs des Photoreceivers muss für die Charakterisierung des Pulses ein Filter eingesetzt werden. Die Bestrahlungsstärke wird deshalb aus einer Messung mit einem Filter der Stärke 2,0 und den Werten aus Tab. A.1 extrapoliert. Die Bestrahlung mit Einsatz eines schwächeren Filters führt zur Übersteuerung der Verstärkerschaltung des Photoreceivers.

²Das Datenblatt des eingesetzten Photoreceivers HCA-S-200M-SI der Firma FEMTO Messtechnik GmbH ist in Ref. [54] zu finden.

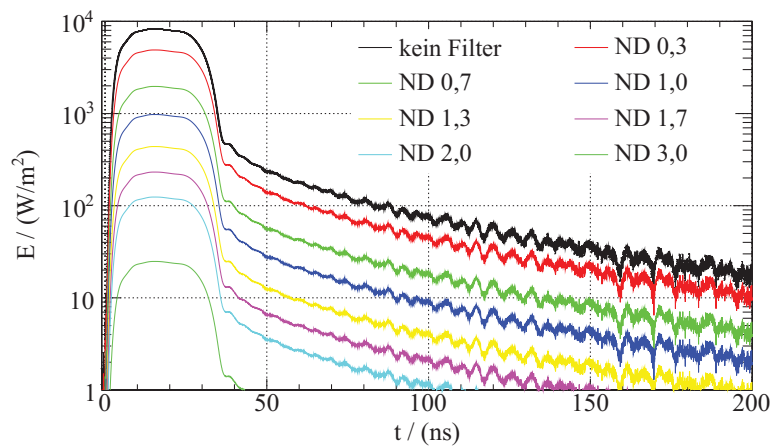


Abbildung 3.3: Transienter Verlauf des Laserpulses mit verschiedenen Neutral-dichtefiltern im Abstand von 30 cm zum Photoreceiver.

Es ist auffällig, dass die Intensität nach dem ausgeprägten Puls mit einer maximalen Bestrahlungsstärke von $E_{\text{peak}} = 8300 \text{ W/m}^2$ über eine Zeit von mehreren 100 ns langsam abfällt. Dies ist das typische Verhalten bei LEDs und Laserdioden, da sich noch nach dem Ende des Strompulses, mit dem die Diode betrieben wird, Elektronen im Valenzband befinden, die erst nach einer gewissen Zeit unter Aussendung eines Photons rekombinieren. Dieser Effekt wird durch eine geeignete Beschaltung reduziert. Die gemessenen Kenngrößen des Lasermoduls sind in Tabelle 3.1 aufgelistet.

E_{peak}	8300 W/m ²
FWHM	27 ns
t_{rise}	7 ns
t_{fall}	10 ns
$t_{1\%}$	90 ns
λ	905 nm

Tabelle 3.1: Gemessene Parameter des Laserpulses im Abstand von 30 cm zum Photoreceiver. Die Anstiegs- und Abfallzeit (t_{rise} & t_{fall}) bezieht sich jeweils auf die Zeitpunkte, wenn 10 % bzw. 90 % des Signals erreicht sind. Die Zeit, in der die Intensität auf 1 % des Maximalwerts fällt, ist mit $t_{1\%}$ bezeichnet.

Vertikale Drift

Der geringe Absorptionskoeffizient für infrarote Strahlung $\alpha = 306 \text{ cm}^{-1}$ [46] führt dazu, dass ein nicht zu vernachlässigender Anteil der Ladungsträger unterhalb der Wanne generiert wird. Um die Drift und die dadurch entstehende zusätzliche Verzögerung im dynamischen Verhalten zu berücksichtigen, wird auf Basis des Modells eine effektive Bestrahlungsstärke $E_{\text{eff}}(t)$ ermittelt, die die direkt in der Wanne generierten Ladungsträger und die verzögert aus der darunterliegenden Epitaxieschicht eintreffenden berücksichtigt. In Abhängigkeit der Tiefe z beträgt der Photonenfluss [55]:

$$\Phi_{\text{ph}}(z) = \Phi_{\text{ph},0} \cdot e^{-\alpha z}, \quad (3.76)$$

mit dem Fluss an der Oberfläche $\Phi_{\text{ph},0} = \frac{\lambda}{h \cdot c} \cdot E$. Damit ergibt sich die Generationsrate unter einer Fläche A bei der zeitabhängigen Bestrahlungsstärke $E(t)$ zu

$$G(z, t) = -\frac{d}{dz} \Phi_{\text{ph}}(z) \cdot A = \frac{\alpha A \lambda}{hc} \cdot E(t) \cdot e^{-\alpha z}. \quad (3.77)$$

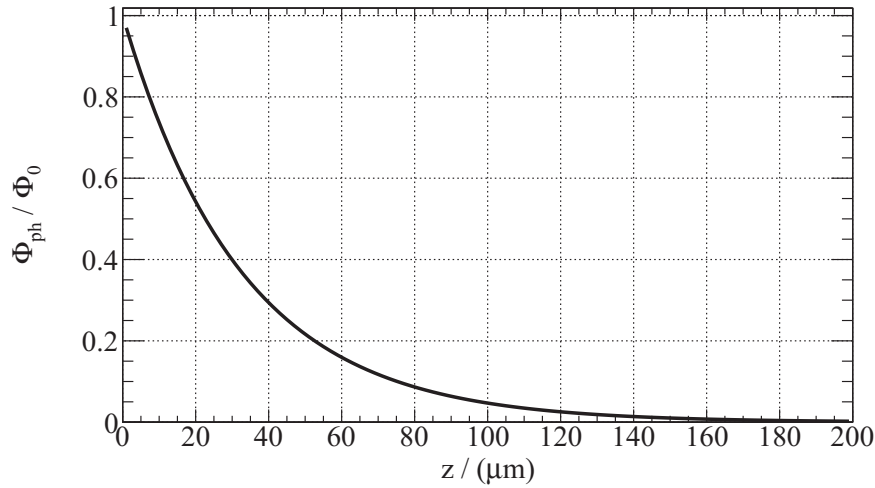


Abbildung 3.4: Photonenfluss in Abhängigkeit der Eindringtiefe für Photonen mit einer Wellenlänge $\lambda = 905 \text{ nm}$.

Da die Rekombinationsrate $R_r = n/\tau_r$ im nicht verarmten Gebiet unter der n -Wanne nicht vernachlässigt werden kann, wird Gl. (3.16) ergänzt. Die effektive

Lebensdauer der Elektronen ist durch

$$\tau_r = \begin{cases} 640 \text{ } \mu\text{s} , & \text{für } 0 < z < 3 \text{ } \mu\text{m} \\ 0,5 \text{ } \mu\text{s} , & \text{sonst} \end{cases} \quad (3.78)$$

gegeben. Diese Werte wurden durch Messungen in Ref. [56] an Strukturen ermittelt, die in dem zuvor verwendeten 0,5 μm -Prozess gefertigt wurden. Es werden jedoch keine grundlegend anderen Werte für die Epitaxieschicht im 0,35 μm -Prozess erwartet, da deren Dotierkonzentration nicht verändert wurde. Zudem bildet sich nach dem Prozessieren durch Diffusion der Dotieratome ein fließender Übergang zwischen dem Bulk-Wafer und der Epitaxieschicht, sodass auch die Werte in Gl. (3.78) nur eine Abschätzung liefern können. Die effektive Lebensdauer in der verarmten n -Wanne ist um drei Größenordnungen länger als in der p -dotierten Epitaxieschicht. Somit ist ersichtlich, dass die Rekombination bei der Berechnung des Transportverhaltens innerhalb der Wanne vernachlässigt werden kann.

Bei der Berechnung wird der Transport in der Mitte des Photoaktivgebiets betrachtet und angenommen, dass das Verhalten an den Rändern keine maßgebliche Abweichung davon zeigt, wodurch eine vollständige, zweidimensionale Erweiterung des Modells vermieden wird. Die Gültigkeit dieser Näherung wird durch das Gegenüberstellen mit Messdaten in Abschnitt 3.4.3 validiert. Das elektrische Feld in der nahen Umgebung der n -Wannenimplantation in vertikaler Richtung wird aus TCAD-Simulationen gewonnen und mit einer Exponentialfunktion auf die komplette Epitaxieschicht fortgesetzt (siehe Abbildung 3.5):

$$E_{\text{vert}}(z) = p_0 \cdot e^{-p_1 \cdot z}. \quad (3.79)$$

Die Fit-Parameter werden in der Mitte zu

$$p_0 = 75\,388 \text{ V m}^{-1}, \quad p_1 = 0,35 \text{ } \mu\text{m}^{-1} \quad (3.80)$$

bestimmt.

Durch die Majoritätsladungsträger im nicht verarmten p -Gebiet wird die Wirkung der SID aufgehoben und so ergibt sich die Differentialgleichung für die vertikale Drift aus Gl. (3.16) zu:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \mu_n n \frac{\partial E_{\text{vert}}}{\partial z} + \mu_n E_{\text{vert}} \frac{\partial n}{\partial z} + G_{\text{vert}} - R_{\text{r}}. \quad (3.81)$$

Aus der Lösung $n(z, t)$ wird die Zahl der Ladungsträger in der Epitaxieschicht berechnet. Im Bereich bis 3 μm befindet sich die Wanne und ab einer Tiefe von 12 μm

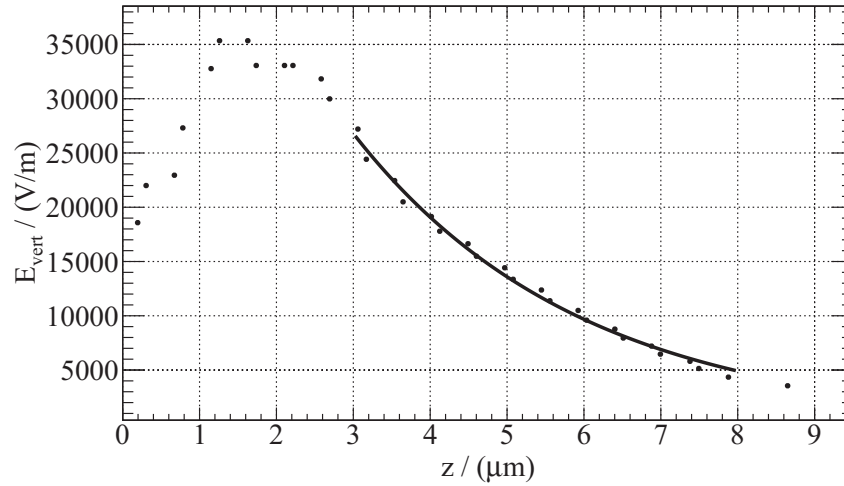


Abbildung 3.5: Simuliertes elektrisches Feld in vertikaler Richtung (Punkte) und daran angepasste Exponentialfunktion (Linie).

wird die Integration abgeschnitten, da durch Ausdiffusion aus dem Bulk-Material die Dotierstoffkonzentration so hoch ist, dass keine Drift von lichtinduzierten Ladungsträgern aus diesem Bereich in die n -Wanne erwartet wird. Die Anzahl der in dem betrachteten Bereich erzeugten Ladungsträger nach der Zeit t berechnet sich demnach durch

$$N_{\text{Gen,Epi}}(t) = \int_0^t \int_{3\mu\text{m}}^{12\mu\text{m}} G(t') dz dt'. \quad (3.82)$$

Für die Ladungsträger, die sich in diesem Bereich befinden, gilt

$$N_{\text{stored,Epi}}(t) = \int_{3\mu\text{m}}^{12\mu\text{m}} n(z, t) dz. \quad (3.83)$$

Die Änderungsrate von $N_{\text{Gen,Epi}}(t) - N_{\text{stored,Epi}}(t)$ beschreibt die zusätzlichen Ladungsträger, die von unten in die n -Wanne driften. Nach Gl. (3.76) werden in dem Bereich bis $12\mu\text{m}$ Tiefe 30,7 % der eingedrungenen Photonen absorbiert, wobei 11,5 % bereits in der Wanne absorbiert werden. Es entfällt somit der Anteil $a = \frac{0,115}{0,307}$ auf die in der Wanne erzeugten Ladungsträger und $b = \frac{0,307-0,115}{0,307} = \left(1 - \frac{0,115}{0,307}\right)$ der Anteil der verzögert eintreffenden Ladungsträger aus dem Bereich darunter. Damit setzt sich die effektive Bestrahlungsstärke durch

$$E_{\text{mod}}(t) = a \cdot E(t) + b \cdot \frac{q}{S \cdot A} \cdot \frac{d}{dt} (N_{\text{Gen,Epi}}(t) - N_{\text{stored,Epi}}(t)) \quad (3.84)$$

zusammen.

Berechnetes dynamisches Verhalten

Der durch den Dotiergradienten ausgebildete Potentialverlauf im Photoaktivgebiet ist in Abb. 3.6 gezeigt. Daraus wird nach Gl. (3.7) das laterale Driftfeld E_{LDF} abgeleitet. Der flache Verlauf des Potentials im Bereich von $2\text{ }\mu\text{m} - 10\text{ }\mu\text{m}$ äußert sich dementsprechend in einem sehr geringen elektrischen Feld in diesem Bereich. Die Vorspannung des CG von $0,1\text{ V}$ wirkt sich erst in dem Bereich ab $16\text{ }\mu\text{m}$ aus. In Abschnitt 4.1.1 werden verschiedene Potentialverläufe untersucht und die resultierende Ladungsträgerdrift verglichen.

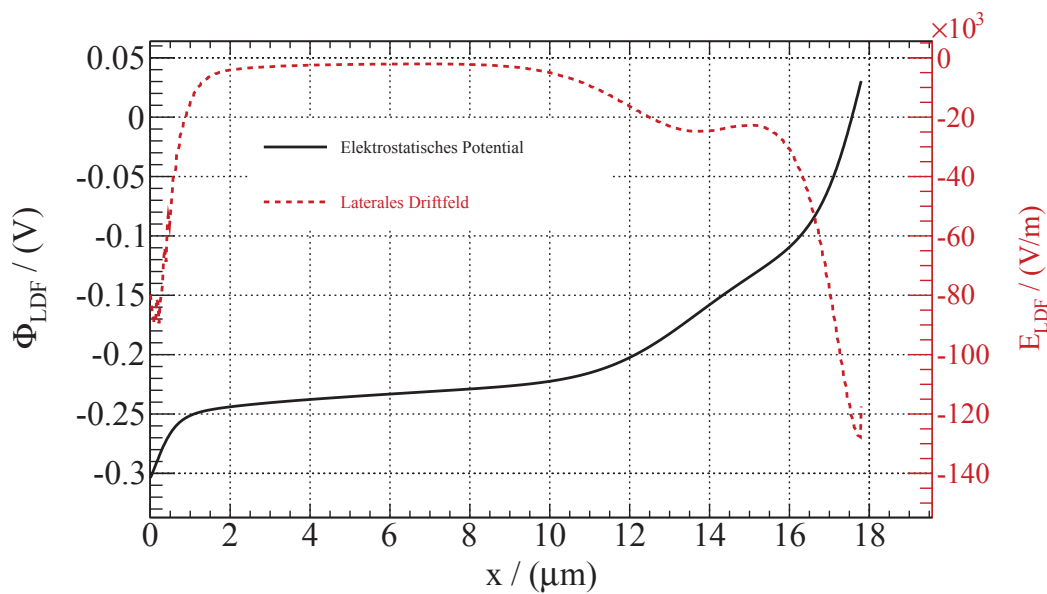


Abbildung 3.6: Verlauf des berechneten, elektrostatischen Potentials (durchgezogene Linie) und das daraus resultierende elektrische Feld (gestrichelte Linie).

Die Lösung von Gl. (3.16) mit den gezeigten Eingangsgrößen ergibt zu jedem Zeitpunkt die Ladungsträgerdichte $n(x, t)$. Integration über die Fläche des Photoaktivgebiets führt zur zeitabhängigen Anzahl der in der Wanne gespeicherten Elektronen:

$$N_{\text{stored}}(t) = \iint n(x, y, t) \, dx \, dy = w \cdot \iint n(x, t) \, dx. \quad (3.85)$$

Da das Model nur die Richtung der Ladungsträgerdrift zum Ausleseknuten berücksichtigt, geht die Breite w des Photoaktivgebiets, die in Gl. (3.85) durch die Integration über y repräsentiert wird, als konstanter Faktor in N_{stored} ein. Aus

Gl. (3.16) und (3.17) wird die Gesamtzahl der generierten Ladungsträger berechnet:

$$\frac{\partial n_{\text{gen}}}{\partial t} = G(t) = \frac{S}{q} E(t) \quad (3.86)$$

$$\Rightarrow N_{\text{gen}}(t) = \frac{S \cdot A}{q} \int_0^t E(t') dt'. \quad (3.87)$$

Damit ergibt sich für die Zahl der Ladungsträger, die die Floating Diffusion erreicht haben:

$$N_{\text{FD}}(t) = N_{\text{gen}}(t) - N_{\text{stored}}(t). \quad (3.88)$$

Für die in Abbildung 3.3 gezeigten Laserpulse sind die Ergebnisse in Abbildung 3.7 dargestellt. Der flache Anstieg für $t > 35$ ns ist dabei nicht ausschließlich durch die endliche Driftgeschwindigkeit der Ladungsträger verursacht, sondern wird auch vom Einfluss des Ausläufers in der Laserintensität überlagert.

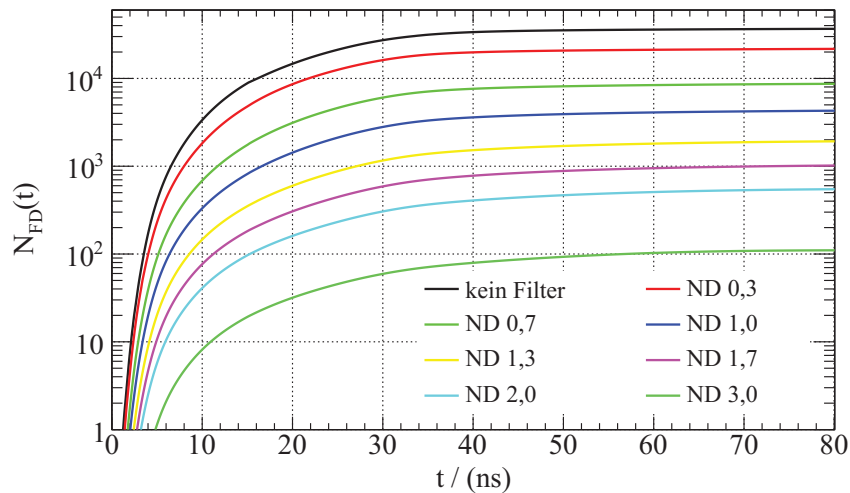


Abbildung 3.7: Berechneter, transienter Verlauf der Ladungsträger in der Floating Diffusion bei Bestrahlung mit den in Abb. 3.3 gezeigten Laserpulsen.

Um ein Verfälschen der folgenden Untersuchungen zur Intensitätsabhängigkeit zu verhindern, wird bei diesen Berechnungen der Laserpuls nach 40 ns abgeschnitten. In Abb. 3.8 ist gezeigt, wie lange ein bestimmter Anteil der insgesamt generierten Ladungsträger benötigt, um das CG zu erreichen. Neben den Ergebnissen unter Berücksichtigung aller Effekte, sind zusätzlich die Berechnungen gezeigt, bei denen Gl. (3.16) ohne den Einfluss der selbstinduzierten Drift gelöst wurde.

Hier wurde die Intensitätsabhängigkeit eliminiert und somit ist dieses Ergebnis wie erwartet von der Bestrahlungsstärke unabhängig. Bei sehr kleiner Intensität des Lasers ist der Unterschied der berechneten Dauer mit und ohne SID vernachlässigbar. Mit steigender Bestrahlungsstärke nimmt auch der Einfluss der SID zu, was sich in einem schnelleren Ladungstransport äußert. Ab 5000 W/m^2 sättigt dieser und mindestens 90 % der generierten Ladung erreicht das CG ohne weitere Verzögerung.

Die angegebene Bestrahlungsstärke E_{Peak} bezieht sich jeweils auf die maximal erreichte Bestrahlungsstärke. Diese ist nach den in Abb. 3.3 gezeigten Messungen nach 15 ns erreicht.

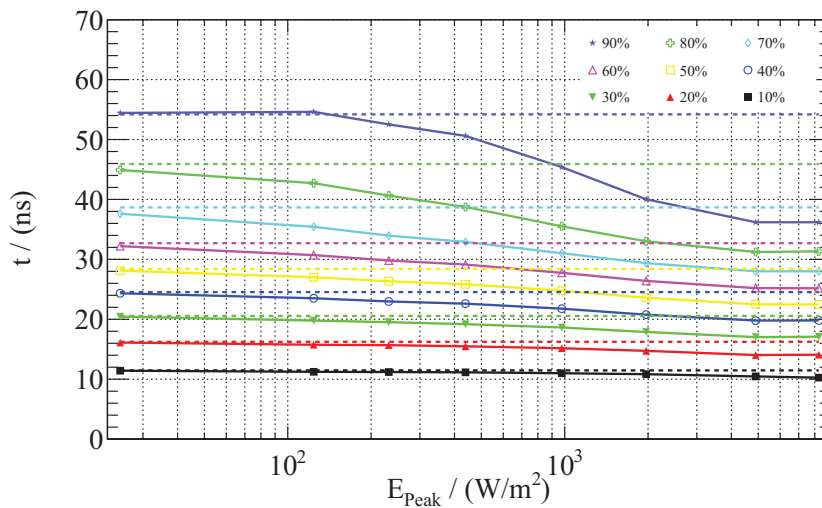


Abbildung 3.8: Benötigte Zeit bis ein bestimmter Anteil der generierten Ladungsträger unter Berücksichtigung aller Effekte (durchgezogene Linie) bzw. ohne SID (gestrichelte Linie) das CG erreicht.

3.4.3 Messungen

Um das Modell anhand von Messungen zu überprüfen, wird zunächst die Ausgangsspannung des Sensors aus der berechneten Anzahl an Ladungsträgern in der Floating Diffusion bestimmt. Hierfür wird die Kenntnis über die Kapazität des Ausleseknötens und die Übertragungskennlinie des Auslesepfads benötigt. Beides wurde mit dem in Abschnitt 2.3.4 gezeigten Kameramodul charakterisiert. Die Messungen zur Transferzeit wurden anschließend mit dem in Anhang A.1 gezeigten Aufbau durchgeführt.

Messungen mit dem Kameramodul

Zum Bestimmen der Übertragungskennlinie wird die Kapazität des Ausleseknottens über die Resetspannung $V_{dd,pix}$ auf ein bestimmtes Potential geladen. Dabei bleibt das TG geschlossen, sodass die Spannung auch nach dem Abschalten des Reset-Transistors gehalten und die Messung nicht durch den Dunkelstrom der LDPD beeinflusst wird. Die Spannung am Ausgang V_{out} des Sensor wird aus dem gemessenen, digitalen Ausgangssignal und der Bereichsbreite $U_r = 61 \mu V/DN$ des ADC (siehe Abschnitt 2.3.4) bestimmt. Die in Abbildung 3.9 gezeigte Übertragungscharakteristik wird durch die Variation von $V_{dd,pix}$ ermittelt. Die Kennli-

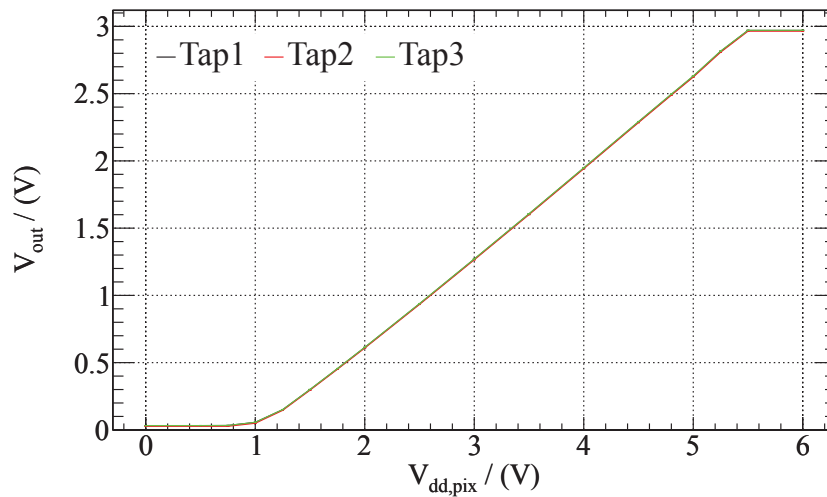


Abbildung 3.9: Übertragungskennlinie für drei Taps eines Pixels. Die Standardabweichung einzelner Messpunkte beträgt wenige 100 nV . Somit sind die Fehlerbalken in dieser Auftragung nicht sichtbar.

nie weist über einen Bereich von $2,5 \text{ V}$ bis $5,0 \text{ V}$ einen Linearitätsfehler unter $0,3\%$ auf. Mit der Steigung der Kurve von $A_{SF} = 0,6784 \pm 0,0001$ kann aus der Spannungsänderung am Sensorausgang die zugehörige, nicht direkt messbare Spannungsänderung am Ausleseknottens bestimmt werden.

Die Kapazität des Ausleseknottens wird mit einer Methode bestimmt, die auf Messungen nach dem EMVA Standard 1288 [38] basiert. Dabei wird in der zum Zeitpunkt dieser Arbeit aktuellen Version nicht auf Kameras für ToF-Anwendungen eingegangen. Deshalb wird das System für diese Messungen wie eine gewöhnliche Kamera zum Aufzeichnen von Graubildern betrieben. Dazu gehört, dass der Sensor mit Konstantlicht bestrahlt wird und zusätzlich die Integrationszeit um meh-

rere Größenordnungen auf 2,1 ms vergrößert wird. Diese beträgt im ToF-Betrieb in der Regel weniger als 100 ns. Die lange Integrationszeit ist jedoch nötig, um mit der vom Illuminator des Messplatz vorgegebenen, maximalen Lichtintensität eine Sättigung des Ausgangssignals des Pixel zu erreichen.

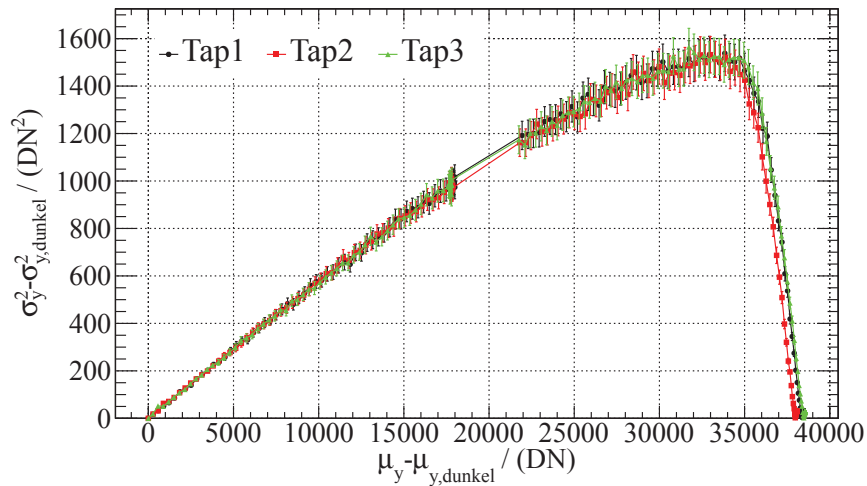


Abbildung 3.10: Photon-Transferkurven der drei Taps. In der Berechnung werden alle Pixel der Matrix berücksichtigt. Die Unsicherheit der einzelnen Datenpunkte resultiert aus der PRNU von 3,5 %, deren Berechnung in Anhang B.1 zu finden ist.

Die Wellenlänge des Lasers in der vorgesehenen Anwendung liegt mit 905 nm im Nah-Infrarotbereich. Es ist zu beachten, dass die Untersuchungen nach der PTM bei einer Wellenlänge von 625 nm und somit mit sichtbarem, rotem Licht durchgeführt wurden. Der Grund dafür ist, dass dies die größtmögliche Wellenlänge des eingesetzten LED-Illuminators darstellt (vgl. Anhang A). Der für die Ermittlung der Kapazität des Auslesekanals relevante Kameraverstärkungsfaktor K ist jedoch von der Wellenlänge unabhängig. Alle weiteren Ergebnisse der umfassenden Charakterisierung sind in Anhang B.1 aufgeführt.

Aus der Photon-Transferkurve (siehe Abbildung 3.10) wird durch eine Ausgleichsgerade im Bereich bis 70 % der Sättigung der Kameraverstärkungsfaktor nach Gl. (2.21) zu $K = (0,0563 \pm 0,0002) \text{ DN/e}^-$ bestimmt. Der angegebene Fehler resultiert aus der Unsicherheit der Kurvenanpassung und der Mittelung über die drei Taps.

Mit der Kenntnis über die Übertragungskennlinie und den Kameraverstär-

kungsfaktor kann nun die Kapazität des Ausleseknотens bestimmt werden:

$$C_{\text{SN}} = \frac{A_{\text{SF}} \cdot q}{K \cdot U_r} = 31,16 \text{ fF}. \quad (3.89)$$

Aus den Gesetzen der Fehlerfortpflanzung ergibt sich die Standardabweichung zu:

$$s_{C_{\text{SN}}} = C_{\text{SN}} \cdot \sqrt{\left(\frac{s_{A_{\text{SF}}}}{A_{\text{SF}}}\right)^2 + \left(\frac{s_K}{K}\right)^2} = 0,11 \text{ fF}. \quad (3.90)$$

Somit berechnet sich die Spannungsänderung am Ausleseknотen mit Gl. (3.88) zu:

$$\Delta V_{\text{SN}}(t) = \frac{q}{C_{\text{SN}}} \cdot N_{\text{FD}}(t). \quad (3.91)$$

Für die Spannungsänderung am analogen Ausgang des Sensors gilt damit:

$$\Delta V_{\text{out}}(t) = V_{\text{SN}}(t) \cdot A_{\text{SF}}. \quad (3.92)$$

Transferzeitbestimmung

Für die Bestimmung der Transferzeit wird das ToF-Prinzip in einem Messaufbau emuliert. Durch dieses Verfahren ist es anders als bei Messungen mit einem Kamerasystem möglich, die Signallaufzeit und die Intensität unabhängig voneinander zu ändern.

Hierzu ist der Laser, dessen Puls bereits zur Berechnung des Ladungstransports in Abschnitt 3.4.2 genutzt wurde, mit 30 cm Abstand vor dem Sensor fixiert. Dazwischen können die in Anhang A.2 aufgeführten Neutraldichtefilter zum Reduzieren der Laserintensität eingesetzt werden. Der grundlegende Aufbau des Messsystems ist in Anhang A.1 zu finden.

Das Triggersignal des Lasers wird in Intervallen von 2 ns verzögert. Damit ist es möglich den Laserpuls und das Shutter-Signal relativ zueinander zeitlich zu verschieben. Die Sensorantwort entspricht hierbei der Faltung aus dem Laserpuls und der Antwortfunktion des Pixels, welche durch die Driftzeit und die Flanken der TG-Signale bestimmt wird.

Für die in Abbildung 3.11 skizzierte, ideal rechteckige Antwortfunktion und den realen gemessenen Laserpuls ist die berechnete Sensorantwort für verschiedene Integrationszeiten in Abbildung 3.12(a) gezeigt. Die korrespondierenden Messungen werden mit unterschiedlichen Intensitäten des Laserpulses durchgeführt. Exemplarisch hierzu sind für Integrationszeiten von 15 ns bis 360 ns die Kurven

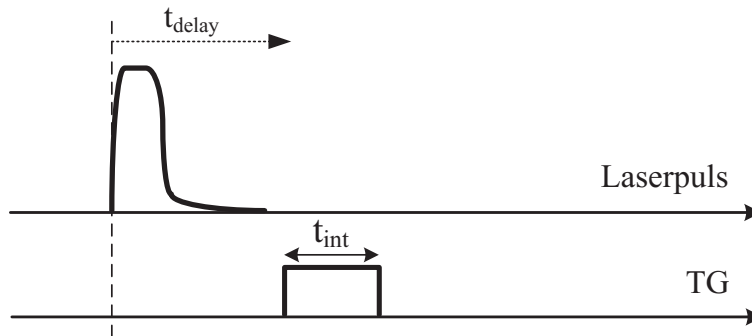


Abbildung 3.11: Schema des emulierten ToF-Prinzips.

der Sensorantwort in Abbildung 3.12 (b) für eine Bestrahlungsstärke im Maximum des Laserpulses von $E_{\text{Peak}} = 7756 \text{ W/m}^2$ gezeigt. Die angegebenen Spannungsänderungen am Ausleseknotten V_{SN} und am Sensorausgang V_{out} beziehen sich jeweils auf einen einzelnen Laserpuls, auch wenn die Messungen mit mehreren Akkumulationen durchgeführt werden.

Der theoretisch berechnete Verlauf weist ein leicht asymmetrisches Verhalten auf, da die ansteigende Flanke durch den langen Ausläufer am Ende des Laserpulses verzerrt wird. Für eine Integrationszeit von $t_{\text{int}} = 30 \text{ ns}$ und einen idealen rechteckigen Puls derselben Länge würde die Faltung eine dreieckige Form ergeben (vgl. die rote Kurve in Abbildung 3.12(a)). Die Verzögerung wurde so gewählt, dass sowohl bei der Berechnung als auch bei den Messungen dieses Dreieck im Bereich von $t_{\text{delay}} = 200 \text{ ns}$ bis $t_{\text{delay}} = 260 \text{ ns}$ liegen würde. Damit wird das maximale Signal bei $t_{\text{delay}} = 230 \text{ ns}$ erwartet.

Vergleich der Messungen mit berechneten Daten

Die ansteigenden Flanken der Sensorantwort weichen in den Messungen von der berechneten Form durch die endliche Transfargeschwindigkeit ab. So wird beispielsweise bereits bei $t_{\text{delay}} = 190 \text{ ns}$ eine merkliche Spannungsänderung am Ausleseknotten festgestellt, obwohl sich bei dieser Verzögerung der Puls und das Shutttersignal nicht überschneiden. Dies bedeutet, dass sich zum Zeitpunkt des Integrationsbeginns noch zuvor generierte Ladungsträger im Photoaktivgebiet befinden und nicht über das DG abgeflossen sind. Diese werden dadurch fälschlicherweise als Signal registriert. Auf der anderen Seite wird die abfallende Flanke aus dem-

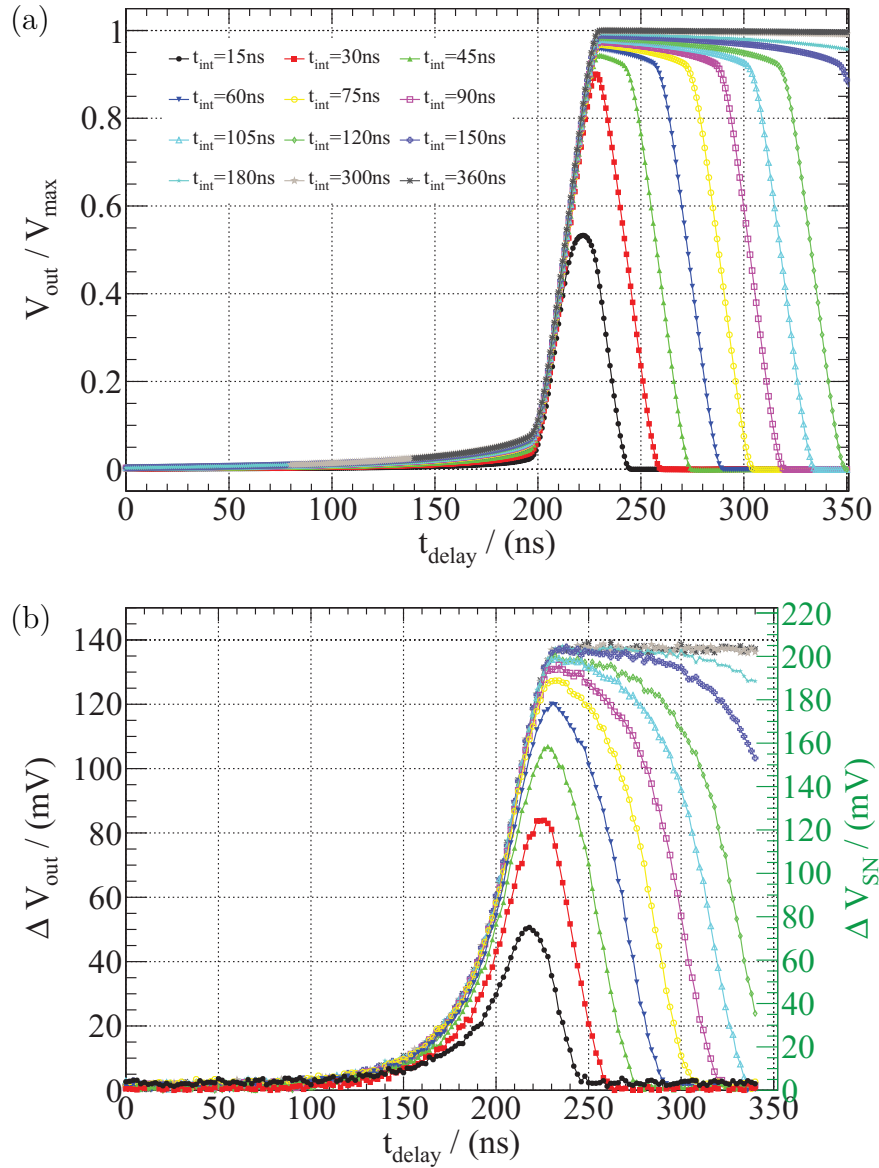


Abbildung 3.12: Sensorantwort mit idealer, rechteckiger Antwortfunktion berechnet (a) und mit dem ToF-Sensor und $E_{\text{Peak}} = 7756 \text{ W/m}^2$ gemessen (b). Die Legende bezieht sich auf beide Abbildungen.

selben Grund verzerrt, da hier dem Signal zugehörige Ladungsträger am Ende der Integrationszeit noch im Photoaktivgebiet gespeichert sind und dadurch eine zu geringe Spannungsänderung am Ausleseknoden verursacht wird.

Werden die Kurven der Sensorantwort aus den in Abbildung 3.7 gezeigten Ergebnissen ermittelt, wird durch das Modell diese Verzögerung berücksichtigt. Hierbei wird die Spannungsänderung am Sensorausgang durch

$$\Delta V_{\text{out}}(t_{\text{delay}}) = \frac{q \cdot A_{\text{SF}}}{C_{\text{SN}}} \cdot \left(N_{\text{FD}}(t_{\text{max}} - t_{\text{delay}}) - N_{\text{FD}}(t_{\text{max}} - t_{\text{delay}} - t_{\text{int}}) \right) \quad (3.93)$$

berechnet, was einer Integration mit einem idealen Shutter entspricht und keine eventuell auftretenden Übergänge während des Schaltens von TG oder DG berücksichtigt. Für eine Integrationszeit von $t_{\text{int}} = 75 \text{ ns}$ sind die Ergebnisse in Ab-

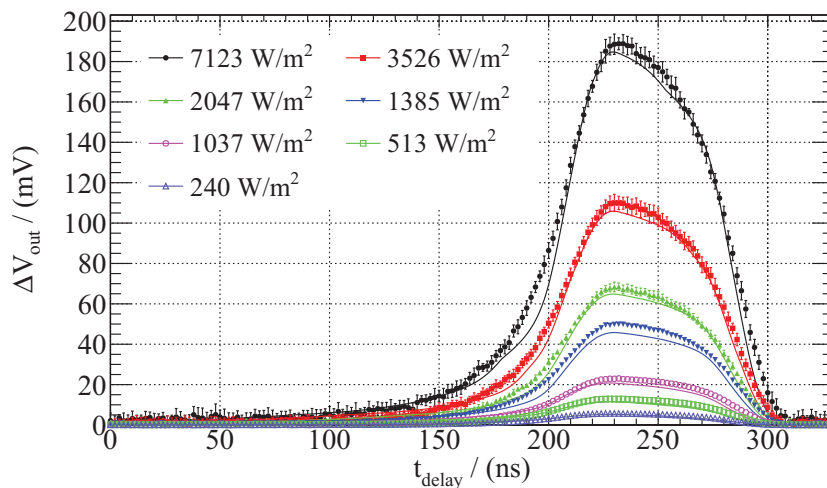


Abbildung 3.13: Mit dem Modell simulierte Sensorantwort (Linie) und die dazu korrespondierenden Messungen (Punkte). Die gezeigten Fehler repräsentieren die Standardabweichung durch das Mitteln über 10 Pixel.

bildung 3.13 zusammengefasst und zeigen, dass das dynamische Verhalten durch das Modell gut beschrieben werden kann.

Um das Übereinstimmen des integrierten Signals in einem großen Bereich zu verifizieren werden die gemessenen Sensorantwortkurven (vgl. Abbildung 3.12(b)) zu dem Zeitpunkt, an dem das maximale Signal erwartet wird ($t_{\text{delay}} = 230 \text{ ns}$) ausgewertet und über 10 Pixeln gemittelt (siehe Abbildung 3.14). Die Fehler der Messpunkte ergeben sich jeweils aus der Standardabweichung der Mittelung. Der Vergleich mit den berechneten Kurven zeigt eine gute Übereinstimmung über

einen Bestrahlungsstärkenbereich, der weit über die in der Anwendung erreichten Intensitäten hinausgeht. In einer ToF-Kamera ist diese durch Faktoren wie die Augensicherheit, den maximal zulässigen Stromverbrauch oder den Preis für das Lasersystem limitiert und liegt, wie in Abschnitt 4.2.5 gezeigt wird, typischerweise unter 150 W/m^2 .

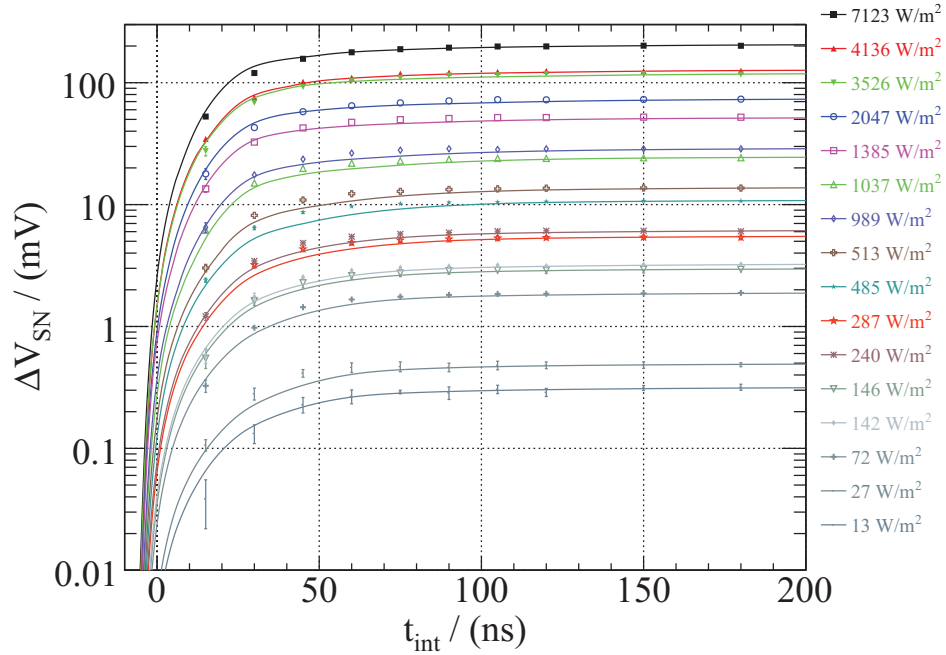


Abbildung 3.14: Vergleich der theoretisch berechneten und gemessenen Spannungsänderung für einen breiten Bestrahlungsstärkenbereich. Zu beachten ist die logarithmische Skala der y-Achse, durch welche die signifikante Abweichung bei großer Intensität nur schwach sichtbar ist.

3.4.4 Fazit

Mit Hilfe des Modells wurde das dynamische Verhalten der LDPD in guter Übereinstimmung mit Messergebnissen beschrieben. Hierzu wurde der Transport von unterhalb der n -Wanne erzeugten Ladungsträgern in vertikaler Richtung berechnet und daraus eine effektive Bestrahlung ermittelt. Mit dieser wird der Ladungstransfer entlang des lateralen Driftfelds berechnet und die Ladungsmenge am Ausleseknoden zeitabhängig bestimmt. Somit wurde gezeigt, dass das physikalische Modell den Ladungstransport über den relevanten Intensitätsbereich hinreichend gut beschreibt.

Kapitel 4

Anwendung des Modells

Mit den Erkenntnissen aus dem physikalischen Modell über den Ladungstransport ist ein Pixel entwickelt worden, das einen möglichst schnellen Transfer ermöglicht. Da selbst mit einer stark optimierten LDPD intensitätsabhängige Effekte zu erwarten sind, wird im zweiten Teil dieses Kapitels eine Möglichkeit vorgestellt, um die Kalibration eines pm-ToF-Systems mit Hilfe des Modells zu vereinfachen.

4.1 Optimierung des Photoaktivgebiets

4.1.1 Simulationen unterschiedlicher Dotiergradienten

Da die Driftzeit nicht nur von der Potentialdifferenz sondern auch vom Verlauf des Potentials im Photoaktivgebiet abhängt, werden verschiedene Gradienten verglichen. Hierbei werden auch idealisierte Feldverläufe untersucht, um das theoretische Limit aufzuzeigen.

Für den einfachsten Fall eines linear ansteigenden Potentials in einem Photoaktivgebiet der Länge L gilt:

$$\Phi_{\text{LDF,lin}} = \Phi_{\text{LDF},0} \cdot \left(\frac{x}{L} - 1 \right), \quad (4.1)$$

wobei $\Phi_{\text{LDF},0} \approx 0,3 \text{ V}$ die Potentialdifferenz zwischen den beiden Enden der LDPD bei einer Spannung am CG von $V_{\text{CG}} = 0,1 \text{ V}$ bezeichnet. Nach Gl. (3.7) folgt damit, dass das elektrische Feld im Photoaktivgebiet konstant und invers proportional zu dessen Länge ist:

$$E_{\text{LDF}}(x) = -\frac{\partial \Phi_{\text{LDF}}(x)}{\partial x} = -\frac{\Phi_{\text{LDF},0}}{L}. \quad (4.2)$$

Mit der Geschwindigkeit eines Elektrons unter dem Einfluss eines elektrischen Felds

$$v_e = \frac{dx}{dt} = \mu_e \cdot E_{\text{LDF}}(x) \quad (4.3)$$

berechnet sich die benötigte Driftzeit für ein infinitesimales Streckenelement zu

$$dt = \frac{1}{\mu_e \cdot E_{\text{LDF}}(x)} dx. \quad (4.4)$$

Durch Integration über das Photoaktivgebiet wird die Zeit ermittelt, die ein Elektron für die komplette Driftstrecke benötigt:

$$t_{\text{drift}} = \int_0^L \frac{1}{\mu_e \cdot E_{\text{LDF}}(x)} dx. \quad (4.5)$$

Somit wird für bei dem linearen Potentialverlauf eine Driftzeit $t_{\text{drift,lin}} = 10,4 \text{ ns}$ bei $L = 17,7 \mu\text{m}$ erreicht. Die Pixellänge entspricht dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Pixel. Neben dem realistischen Potentialverlauf der Pixelstruktur (siehe Abbildung 4.1 (a)) wird zusätzlich eine abstrahierte Form des Gradienten berechnet, die den realen Verlauf in sehr grober Näherung abbildet. Für diese Approximation wird

$$\Phi_{\text{LDF,sin}} = \Phi_{\text{LDF,0}} \cdot \left(\frac{x}{L} - 1 + \frac{1}{7,5} \cdot \sin \left(2\pi \frac{x}{L} \right) \right) \quad (4.6)$$

gewählt. Mit Gl. (4.5) berechnet sich die Driftzeit in diesem Fall zu $19,1 \text{ ns}$.

Da der reale Verlauf des elektrostatischen Potentials nur numerisch vorliegt, kann hier die Transferzeit nicht nach Gl. (4.5) berechnet werden. Für den Vergleich wird die Kontinuitätsgleichung (siehe Gl. (3.14)) mit dem Driftstrom aus Gl. (3.5) für die drei Potentialverläufe gelöst. Zusammen mit dem Generations-term ergibt dies:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \mu_n n \frac{\partial E_{\text{LDF}}}{\partial x} + \mu_n E_{\text{LDF}} \frac{\partial n}{\partial x} + G(t). \quad (4.7)$$

Zu Beginn wird über

$$G(t) = \begin{cases} G_0 & \text{wenn } t < 0,01 \text{ ns} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (4.8)$$

eine definierte, homogene Ladungsträgerdichte im Photoaktivgebiet eingestellt. Die absolute Größe von G_0 ist hierbei ohne Bedeutung, da die konzentrationsabhängigen Effekte von SID und thermischer Diffusion in Gl. (4.7) nicht einbezogen werden.

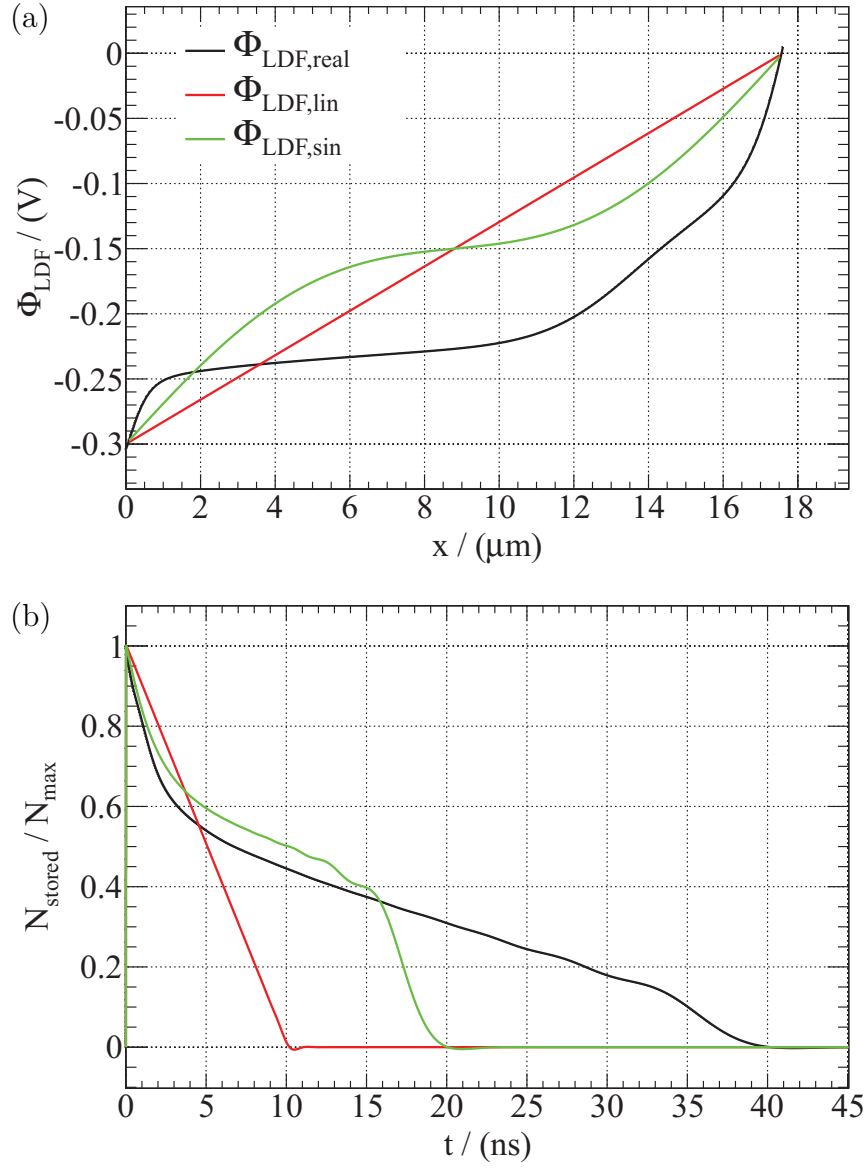


Abbildung 4.1: Elektrostatische Potentiale (a) der idealisierten und des realen Gradienten und der daraus resultierende Verlauf der Entladung (b) durch den Driftstrom. Die Legende bezieht sich auf beide Abbildungen.

Für $\Phi_{\text{LDF},\text{sin}}$ und den realen Gradienten nimmt die Konzentration in den ersten 4 ns schneller als beim linearen Potentialverlauf ab, da sich hier das elektrische Feld nahe am CG bemerkbar macht. In der Folge benötigen allerdings die Ladungsträger aus der Mitte des Photoaktivgebiets umso länger, je stärker der Gradient vom linearen Verlauf abweicht. Die Ladungsträger vom Ende des Photoaktivgebiets legen die komplette Strecke zurück. Die Zeit, die diese der numerischen Berechnung zufolge benötigen, ist konsistent zur analytischen Abschätzung nach Gl. (4.5).

Da sich die Ladungsträger in dieser Betrachtung durch das Ausblenden der SID und der thermischen Diffusion nicht gegenseitig beeinflussen, wird hier die Auswirkung unterschiedlicher Gradienten deutlich. Durch einen möglichst linearen Verlauf und das Vermeiden von Bereichen mit sehr geringem elektrischem Feld können starke Verbesserungen im Ladungstransfer erzielt werden.

4.1.2 Layout eines optimierten Pixels

Wie die analytischen Untersuchungen gezeigt haben, profitiert der Ladungstransport von einer möglichst kurzen Driftstrecke und einem großen lateralen Driftfeld. Durch das Verkürzen des Photoaktivgebiets wird nicht nur der für die Ladungsträger zurückzulegende Weg reduziert, sondern auch das elektrische Feld vergrößert.

Eine runde Form des Photoaktivgebiets führt zu einem optimalen Verhältnis aus aktiver Fläche und Driftstrecke. Allerdings gestaltet sich dabei die Auslese schwierig, denn das Signal muss nun entweder aus der Mitte abgegriffen werden oder die Ladungsträger sind über den Rand verteilt (vgl. Abbildung 4.2).

Einen Kompromiss stellt eine halbrunde Struktur dar, denn damit ist es möglich, das Signal bei einem zentralen CG zu sammeln und die Ausleseschaltung direkt daran anzubringen. Somit kann, basierend auf dem in Abschnitt 2.3.4 vorgestellten Pixel, ein geschwindigkeitsoptimiertes Layout entworfen werden. Da hiermit die Sensorfläche nicht so effizient genutzt werden kann, der Füllfaktor dagegen nicht geringer werden soll, wird der Pixelpitch in einer Dimension vergrößert (siehe Abbildung 4.3). Die resultierende, rechteckige Form der Pixels muss in der späteren Verarbeitung der Daten berücksichtigt werden. Während durch den schnelleren Ladungstransfer eine höhere Distanzauflösung erwartet wird, führt die geänderte Geometrie zu einer geringeren Ortsauflösung.

Die aktive Fläche A_{Sub} eines einzelnen Sub-Pixels der bestehenden Struktur

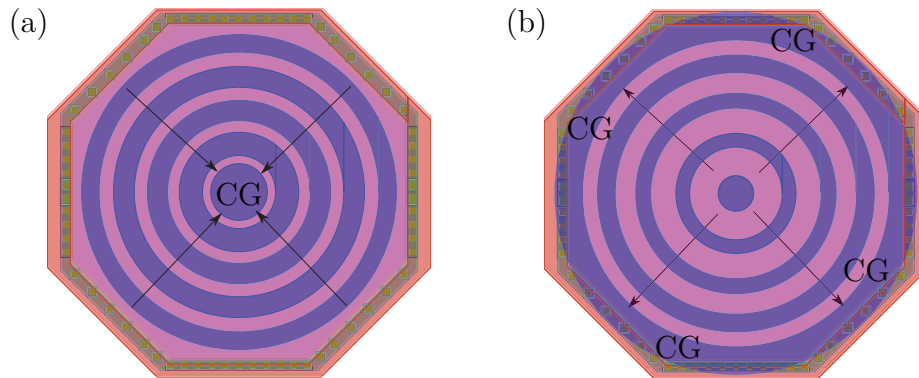


Abbildung 4.2: Schematische Darstellung der Driftrichtungen in runden Photoaktivgebieten mit zur Mitte ansteigender Dotierkonzentration (a) und der Ladungssammlung am Rand (b).

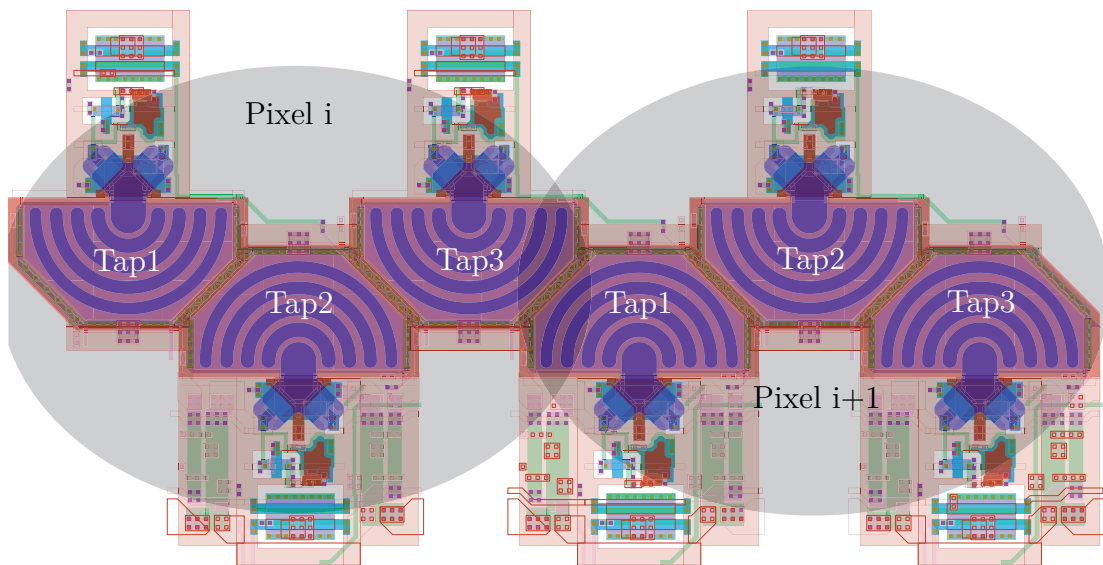


Abbildung 4.3: Layout von zwei benachbarten, geschwindigkeitsoptimierten Pixeln. Die grau hinterlegten Bereiche kennzeichnen jeweils die drei zusammengehörigen Sub-Pixel.

beträgt etwa $178 \mu\text{m}^2$. Da der horizontale Pitch des neu entworfenen Pixels von $40 \mu\text{m}$ auf $60 \mu\text{m}$ erweitert wurde, wird für den Erhalt des Füll-Faktors eine Fläche von

$$A_{\text{Sub,neu}} = A_{\text{Sub}} \cdot \frac{60 \mu\text{m}}{40 \mu\text{m}} = 267 \mu\text{m}^2 \quad (4.9)$$

je Element angestrebt. Somit sollte die Driftstrecke d_{Drift} dem Radius eines Halbkreises entsprechen:

$$d_{\text{Drift}} = \sqrt{\frac{2 \cdot A_{\text{Sub,neu}}}{\pi}} = 13 \mu\text{m}. \quad (4.10)$$

Um den Platz bei der gewählten Anordnung (siehe Abbildung 4.3) der einzelnen Sub-Pixel optimal auszunutzen, ist das Photoaktivgebiet mit einer Länge von $14,4 \mu\text{m}$ und einer Fläche von $326 \mu\text{m}^2$ geringfügig größer als für den Erhalt des Füll-Faktors nötig wäre. Somit steigt dieser bei dem mit diesen Pixeln gefertigten Bildsensor an.

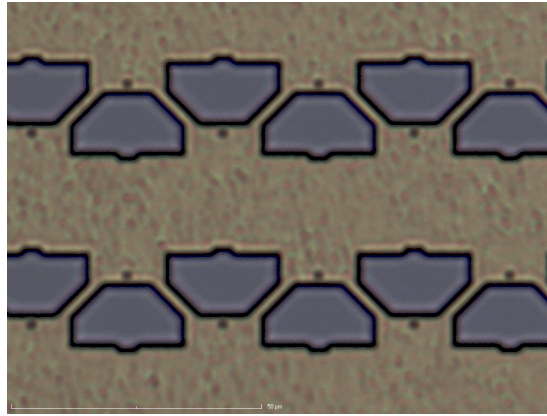


Abbildung 4.4: Mikroskopaufnahme aus der Pixelmatrix des Test-Bildsensors. Es ist die flächige Abdeckung durch die oberste Metalllage sowie die Öffnungen der Photoaktivgebiete zu sehen. Die dunklen Punkte ober- bzw. unterhalb der Öffnungen sind Durchkontaktierungen zur darunterliegenden Metallschicht.

Während die Sub-Pixel der ursprünglichen Struktur effizient nebeneinander platziert werden können, ist dies bei den halbrunden Photoaktivflächen nicht mehr möglich. Aus diesem Grund werden diese abwechselnd um 180°C gedreht positioniert (siehe Abbildungen 4.3 und 4.4).

Da bei diesem Test-Bildsensor keine Anpassung der Ausleseschaltung stattgefunden hat, bietet dies bezüglich der Platzierung weiteres Verbesserungspotential. Der Schwerpunkt dieser Untersuchung ist die Optimierung des Ladungstransports

innerhalb des Photoaktivgebiets. Durch das Übernehmen der Ausleseschaltung soll die Vergleichbarkeit zu vorherigen Strukturen gewährleistet werden.

Bei der Gestaltung des Dotiergradienten gilt es zu beachten, dass keine flachen Potential-Plateaus entstehen, da sich diese negativ auf den Ladungstransport auswirken, wie die Voruntersuchungen in Abschnitt 4.1.1 gezeigt haben. Mit Hilfe von TCAD-Simulationen wird der Potentialgradient ermittelt und damit der Transfer nach Gl. (4.7) berechnet (siehe Abbildung 4.5).

Der Vergleich mit den Berechnungen des bestehenden Pixels (vgl. Abbildung 4.1) zeigt eine um 40 % geringe Driftzeit, wenn ausschließlich der Transport durch das laterale Driftfeld betrachtet wird. Dabei wird vernachlässigt, dass die Konzentration der Elektronen bei der halbrunden Struktur in Richtung des CG zunimmt. Somit ist die eindimensionale Betrachtung des Modells hier eine stärkere Vereinfachung als bei dem vorherigen Pixel. Es ist zu erwarten, dass der Geschwindigkeitszuwachs geringer ausfällt, da die SID in diesem Fall der Drift zum CG entgegen wirkt.

4.1.3 Messergebnisse

Das modelloptimierte Pixel (Abbildung 4.3) wird auf einem Testchip gefertigt. Durch das veränderte Seitenverhältnis der einzelnen Pixel reduziert sich die Zahl der aktiven Elemente in der Matrix auf 85×95 . Als Vergleichsstruktur wird zudem das bisher verwendete Pixel (Abbildung 2.8(b)) auf dem Testchip platziert. Es wird erwartet, dass die Ergebnisse der Vergleichsstruktur auf dem Testchip identisch zu denen des in Abschnitt 2.3.3 vorgestellten Sensors sind.

Bei sehr großer Bestrahlungsstärke zeigt sich, dass beide Pixel auf dem neuen Sensor besser definierte Flanken aufweisen (siehe Abbildung 4.6). Dies ist insbesondere deshalb beachtenswert, da das Layout der Vergleichsstruktur unverändert dem des bisherigen Pixels entspricht. Das neu entworfene Pixel zeigt ein zur Vergleichsstruktur auf dem selben Chip identisches Verhalten, da bei der großen Bestrahlungsstärke der Gradient im Photoaktivgebiet eine untergeordnete Rolle spielt. In diesem Bereich dominiert die SID den Ladungstransport. Da diese den Transfer stark beschleunigt, entspricht die Antwort des Pixel annähernd der in Abschnitt 3.4.3 theoretisch bestimmten Form für einen idealen Kurzzeitintegrator.

Die Verbesserung im Vergleich zu dem bisher verwendeten Sensor kann da-

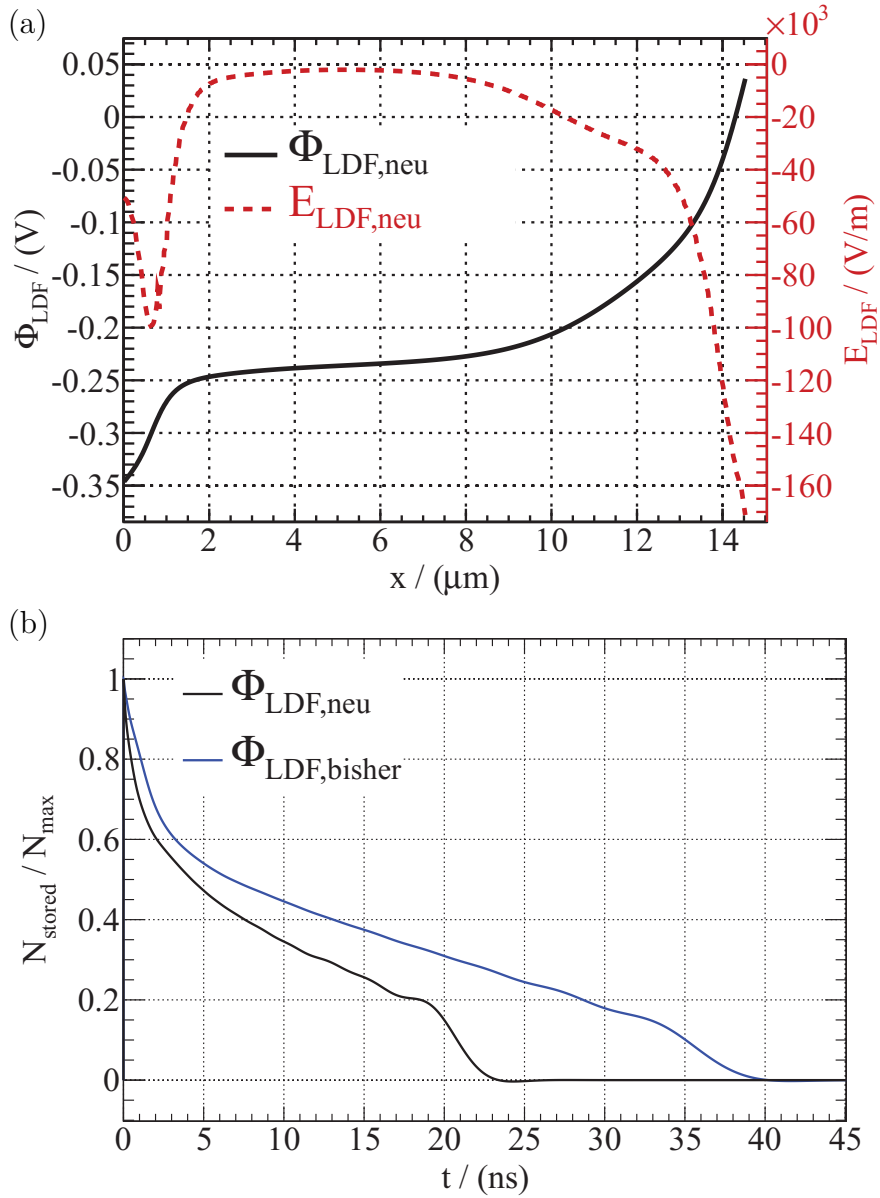


Abbildung 4.5: TCAD-Simulation des elektrostatischen Potentials und das daraus berechnete, ortsabhängige elektrische Feld (a) und der daraus resultierende Verlauf der Entladung durch den Driftstrom (b). Zum Vergleich ist die Entladekurve aus Abbildung 4.1 des bisher verwendete Pixels mit eingezeichnet.

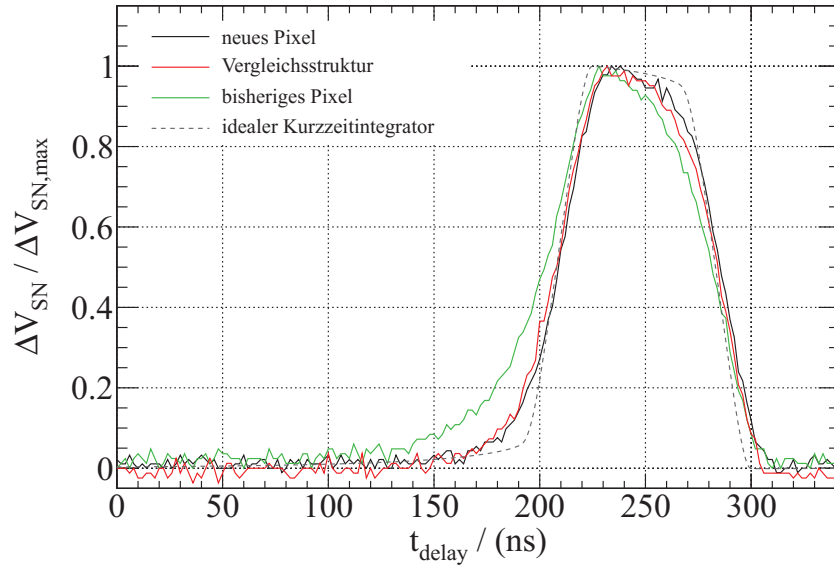


Abbildung 4.6: Normierte Antwortkurven von drei Pixeln mit $t_{\text{int}} = 75$ ns bei der Bestrahlung ohne Filter. Zusätzlich ist der mit einer idealen, rechteckigen Antwortfunktion berechnete Verlauf gezeigt.

durch begründet werden, dass bei der geringeren Pixelzahl auf dem neuen Chip die kapazitive Last der Steuersignale TG1–3 und DG1–3 geringer ausfällt. Da in jeder Zeile 85 statt bisher 128 Transistoren gleichzeitig vom selben Treiber geschaltet werden, deutet das Verhalten darauf hin, dass diese für den bisherigen Sensor nicht ausreichend dimensioniert sind.

Durch das Reduzieren der Bestrahlungsstärke auf etwa 5 % durch das Verwenden des ND1,3-Filters nimmt der Einfluss des lateralen Driftfelds auf den Ladungstransport zu (vgl. Abbildung 4.7). In der Folge zeigt dadurch das modelloptimierte Pixel ein vorteilhaftes Verhalten gegenüber der Vergleichsstruktur. Bei dieser ist auch dann ein Signal messbar, wenn Laserpuls und Shutter-signal um mehr als 100 ns versetzt sind. Der bisher verwendete Sensor weist nur eine geringe Abhängigkeit von der Bestrahlungsstärke auf.

Noch deutlicher setzt sich dies bei noch geringerer Intensität fort. Wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist, können die Ladungsträger, die zeitlich vor dem Shutter-signal generiert werden, nicht über das DG abgeführt werden, sodass diese fehlerhaft im Ausleseknotten integriert werden. Dennoch kann festgestellt werden, dass das modelloptimierte Pixel einen schnelleren Ladungstransport zeigt als die Vergleichsstruktur auf dem selben Chip. Dabei ist eine starke Asymme-

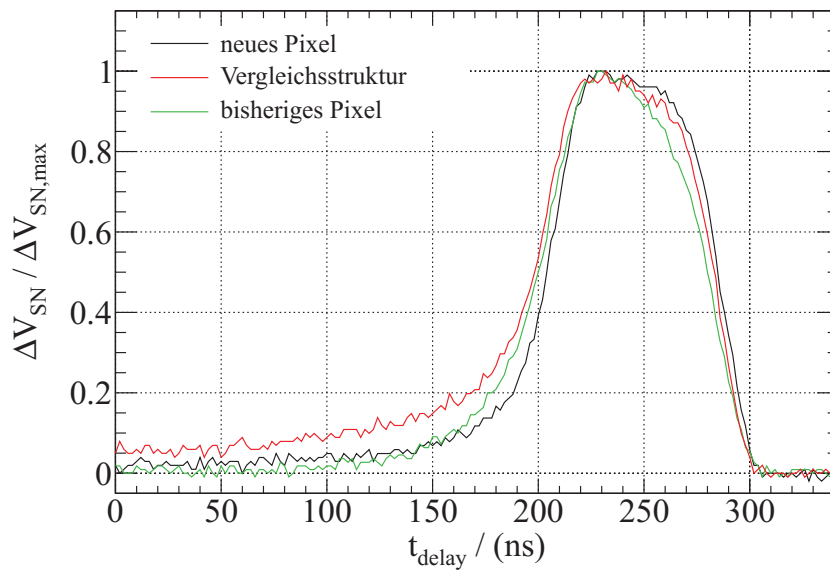


Abbildung 4.7: Normierte Antwortkurven von drei Pixeln mit $t_{int} = 75$ ns unter Verwendung des ND1,3-Filters (Transmission ca. 5 %).

trie zwischen der ansteigenden und abfallenden Flanke zu beobachten, da der Ladungstransport nicht entscheidend ist, wenn der Laserpuls nach dem Ende der Integrationszeit auf den Sensor trifft.

4.1.4 Fazit

Unter Verwendung des Modells wurde berechnet, wie der Ladungstransport durch eine Optimierung des Verlaufs des Potentialgradienten beschleunigt werden kann. Auf dieser Basis wurde ein geschwindigkeitsoptimiertes Pixel entwickelt. Eine experimentelle Bestätigung konnte nicht durchgeführt werden, da die hergestellten Bildsensoren ein unerwartetes Verhalten zeigen. Da auch die Messergebnisse von Vergleichsstrukturen des bisher verwendeten Pixels auf den neuen Sensoren dieses Verhalten zeigen, wird der Fehler nicht im Layout des neuen Pixels erwartet. Eine abschließende Erklärung für dieses unerwartete Verhalten konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht ermittelt werden.

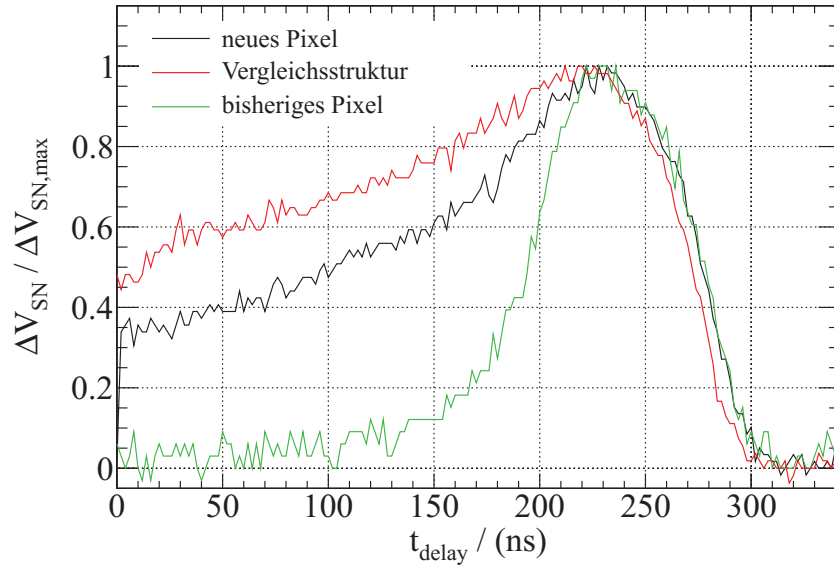


Abbildung 4.8: Normierte Antwortkurven von drei Pixeln mit $t_{int} = 75$ ns unter Verwendung des ND3-Filters (Transmission ca. 0,3 %).

4.2 Modellunterstützte Kamerakalibration

Mit Hilfe des Modells und den darauf basierenden numerischen Berechnungen kann in Abhängigkeit der Bestrahlungsstärke berechnet werden, wie viele Ladungsträger das CG nach der gewählten Integrationszeit nicht erreicht haben. Bei der modellunterstützten Kalibration werden die Ausgangsdaten der Kamera um diesen Messfehler korrigiert. Das Ziel ist eine präzisere Distanzbestimmung bei unterschiedlichen Beleuchtungssituationen.

4.2.1 Konzept und Kalibrierablauf

Die Kalibration wird in zwei separate Abschnitte aufgeteilt: die einmalig, global für den Sensor durchzuführenden Messungen und Berechnungen (Abbildung 4.9) und die im Betrieb der Kamera für jedes Bild einzeln zu berechnenden Schritte (Abbildung 4.10).

Um aus den von der Kamera ausgegebenen Rohdaten eine Distanz zu bestimmen, werden drei Komponenten ermittelt. Dies sind die Korrekturkurve, die aus dem Modell berechnet wird, die Bilder der Flat-Field-Korrektur und die Kalibrierkurven, die eine Zuordnung zwischen dem Quotienten Q_{ToF} (siehe Gl. (2.8))

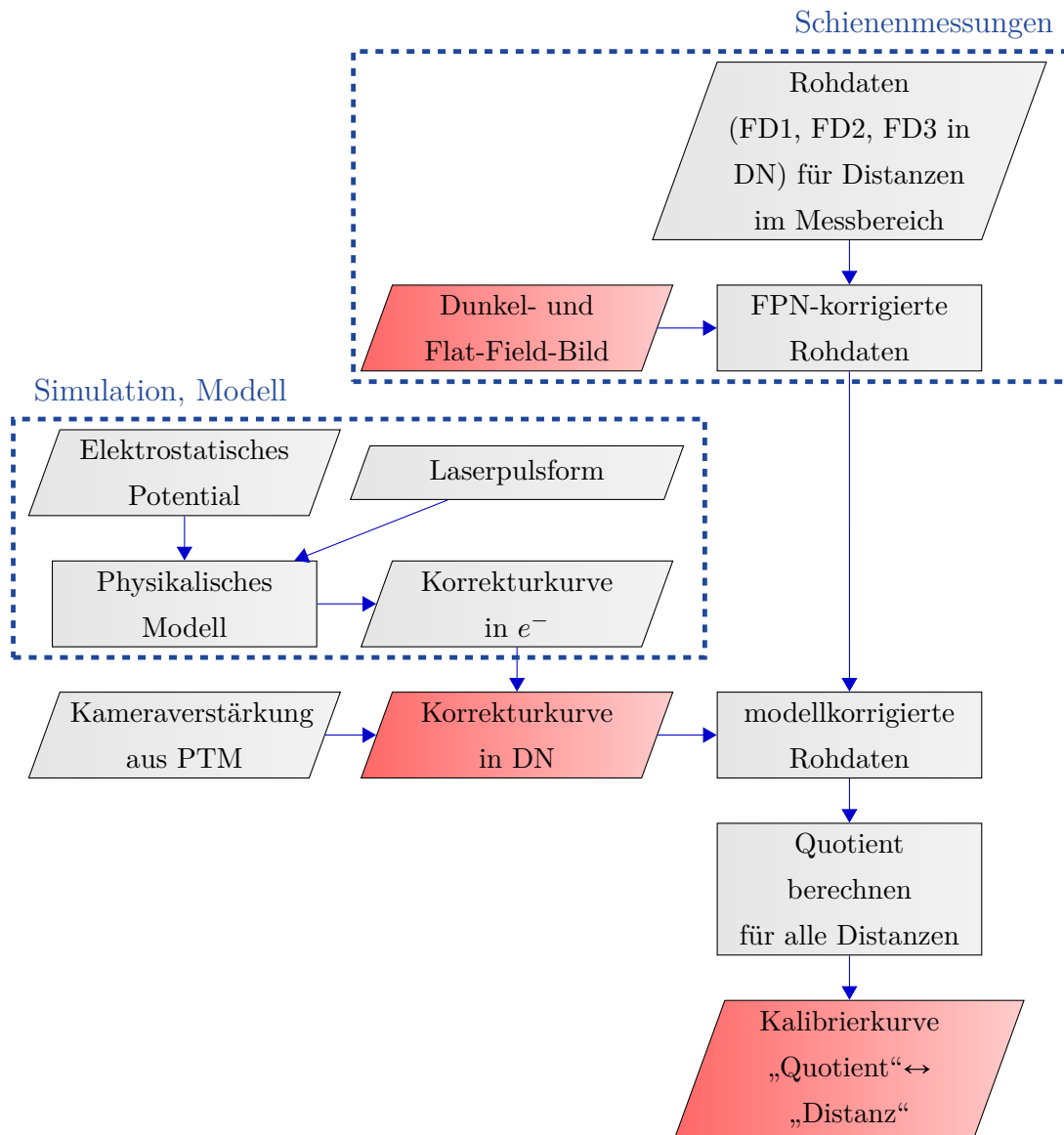


Abbildung 4.9: Einmalig durchzuführende Schritte der Kalibration. Die rot hinterlegten Komponenten gehen letztendlich in die Distanzberechnung ein (vgl. Abbildung 4.10).

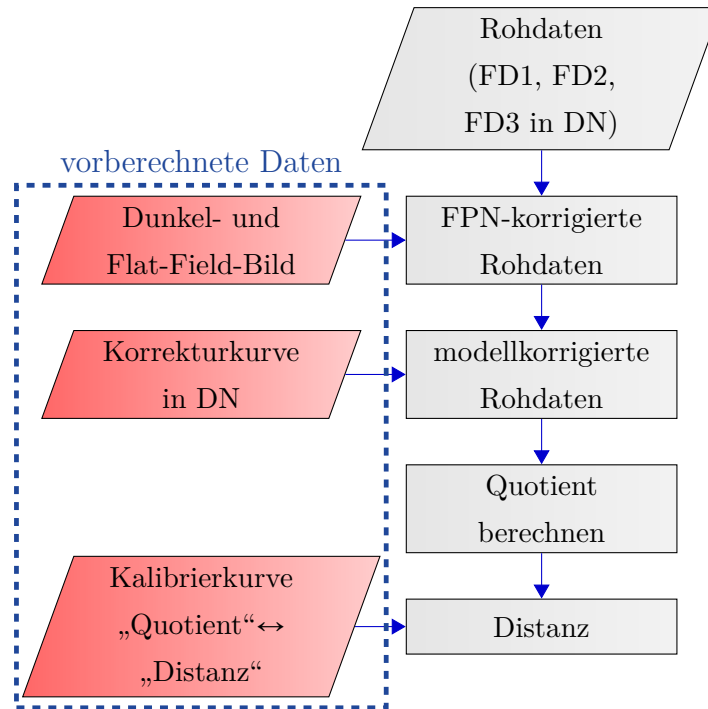


Abbildung 4.10: In Echtzeit zu berechnender Ablauf der Kalibration zur Bestimmung der Distanz.

und der entsprechenden Distanz erlauben. Diese in Abbildung 4.9 rot hervorgehobenen Daten werden im Auslesesystem hinterlegt. Hierbei ist die Korrekturkurve unabhängig vom individuellen Sensor, solange die Pixel gleicher Bauart sind und die Integrationszeit sowie die Form des Laserpulses nicht geändert wird. Für unterschiedlich lange Integrationszeiten muss jeweils eine entsprechende Korrekturkurve hinterlegt werden.

Sowohl die Kalibrierkurven, als auch das Flat-Field- und Dunkelbild sind charakteristische Eigenschaften des individuellen Sensors und müssen somit für jedes einzelne Bauteil von Neuem bestimmt werden. In künftigen Untersuchungen kann geprüft werden, inwiefern eine allgemeingültige Kalibrierkurve durch eine erweiterte Flat-Field-Korrektur erreicht werden kann, bei der das Ausgangssignal auf ein übergeordnetes Normal angeglichen wird. Das Ziel einer solchen Untersuchung wäre der Wegfall der aufwändigen Kalibrierung auf der Messschiene, da sich die Aufnahme des Flat-Field-Bildes mit einem geeigneten Messaufbau (beispielsweise mit einer Ulbrichtkugel) vergleichsweise einfach automatisieren lässt.

4.2.2 Flat-Field-Korrektur

Zum Berechnen der für die Flat-Field-Korrektur erforderlichen Referenzbilder im Dunkeln und mit Beleuchtung werden jeweils 600 Einzelbilder aufgezeichnet und gemittelt. Das Aufsetzen des Objektivdeckels ermöglicht das zuverlässige Messen der Dunkelreferenz. Eine gleichmäßige Ausleuchtung des Sensors ist indes nicht ohne Weiteres möglich.

Da sich die große Eindringtiefe der langwelligen Photonen des Laserpulses auch auf die Verteilung der PRNU auswirkt, wird das Flat-Field-Bild ebenfalls mit infrarotem Licht ermittelt. Dabei muss eine gepulste Lichtquelle gewählt werden, um auch die pixelweisen Unterschiede des Potentialgradienten und die damit verbundene Variation der Driftzeit zu erfassen. Aus diesem Grund wird der in der Kamera verbaute Laser verwendet. Die Bestrahlung mit einer konstanten Lichtquelle würde zusätzlich zu einem stärkeren Einfluss der Shutter-Effizienz führen. Dieser äußert sich durch einen graduellen Anstieg des Ausgangshubs trotz geschlossenem TG. Dadurch wird in den zuletzt ausgelesenen Sensorzeilen ein größeres Signal gemessen. Eine quantitative Untersuchung der Shutter-Effizienz ist in Anhang B.2 zu finden.

Für das Messen des Flat-Field-Bildes wird die Kamera in einem Abstand von 1 m vor eine plane, weiße Oberfläche positioniert. Ein größerer Abstand würde zu einer homogenen Ausleuchtung führen, reduziert dabei allerdings die Intensität. Um den Einfluss der Lichtlaufzeit zu verringern, wird das Signal in allen Taps gleichzeitig mit einer Integrationszeit von 150 ns aufgezeichnet.

Im exemplarisch gezeigten Flat-Field-Bild in Abbildung 4.11 ist ein runder Bereich in der Mitte des Sensors zu sehen, der eine größere Sensitivität zeigt. Dieses Verhalten kann auch bei der Bestrahlung mit konstantem Licht beobachtet werden (siehe Anhang B.1). Dabei zeigt sich, dass der Effekt erst bei größerer Wellenlänge auftritt. Während die Verteilung der Ausgangswerte bei der Bestrahlung mit grünem Licht ($\lambda = 525 \text{ nm}$) homogen ist, führen Messungen mit rotem ($\lambda = 625 \text{ nm}$) oder infrarotem ($\lambda = 850 \text{ nm}$) Licht zu einer vergleichbaren Verteilung wie in Abbildung 4.11 gezeigt.

Das Anwenden der Flat-Field-Korrektur führt zu einer merklichen Reduzierung des FPN. Das in Abbildung 4.12 gezeigte Beispiel zeigt eine Aufnahme, die im Abstand von 1 m zu einer homogenen, weißen Fläche aufgenommen wurde. Nach der Korrektur ist die symmetrisch verteilte Sensitivitätsabweichung nicht

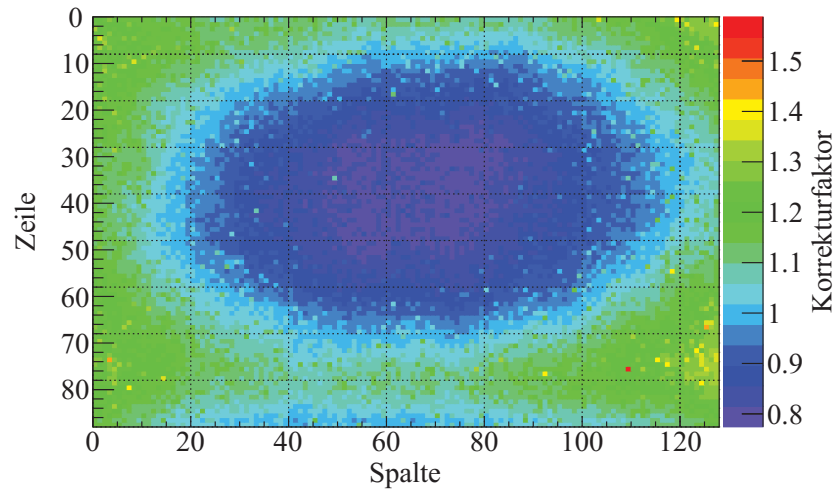


Abbildung 4.11: Flat-Field-Bild von Tap2.

mehr zu sehen. Allerdings ist das resultierende Bild auch nach der Korrektur stark verrauscht. Dies zeigt, dass dieses Prinzip der Flat-Field-Korrektur nicht zur vollständigen Kompensation des Ortsrauschens führt. Bei der Kalibration in Abschnitt 4.2.5 wird aus diesem Grund jedes Pixel separat kalibriert.

Die Auswertung der Bilder nach der Flat-Field-Korrektur zeigt eine Schwäche der verwendeten Kamera. Durch den Einsatz einer einzelnen Lichtquelle und einer nichtidealen Aufweitung des Lasers wird die Szene nicht gleichmäßig ausgeleuchtet. Dies äußert sich durch einen Gradienten in den Ausgangswerten, dessen Ausprägung mit geringerem Abstand zunimmt (vgl. Abbildung 4.13). Um ein Einfließen dieses Effekts in die Aufnahmen zu Flat-Field-Korrektur zu vermeiden, werden drei Bilderserien aufgezeichnet. Dabei wird die Kamera jeweils um 90° gedreht.

4.2.3 Ermitteln der Bestrahlungsstärke

Die mit Hilfe des entwickelten Modells berechnete Korrekturkurve kompensiert die Auswirkung der Lichtintensität auf die Driftgeschwindigkeit. Aus diesem Grund setzt die Auswertung die Kenntnis über die Intensität des reflektierten Laserpulses voraus. Diese ist in der realen Anwendung in der Regel nicht bekannt. Da allerdings durch die Integration in zwei aufeinanderfolgenden Integrationsfeldern der komplette reflektierte Laserpuls erfasst wird, kann die Intensität aus der Summe von N_{FD1} und N_{FD2} berechnet werden.

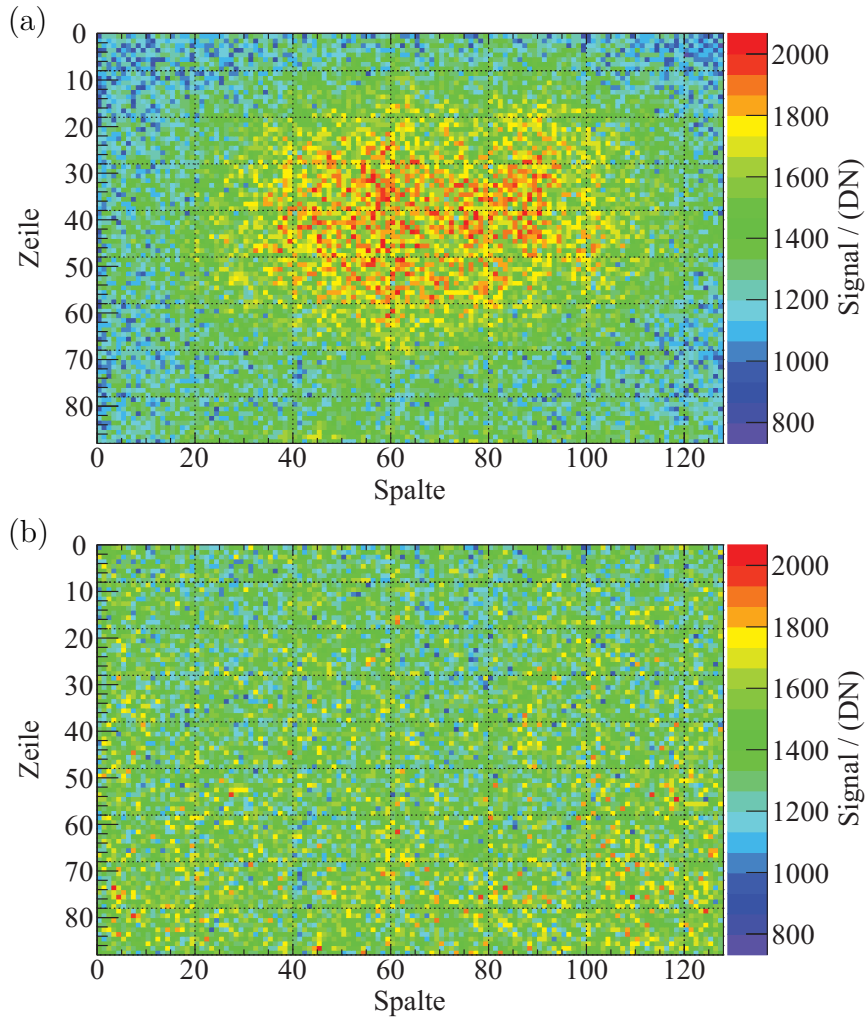


Abbildung 4.12: Ausgangssignal mit 400 Akkumulationen von Tap2 bei einem Abstand von 100 cm mit $t_{int} = 75$ ns nach Abzug des Dunkelbilds (a) und nach dem Anwenden der Flat-Field-Korrektur (b).

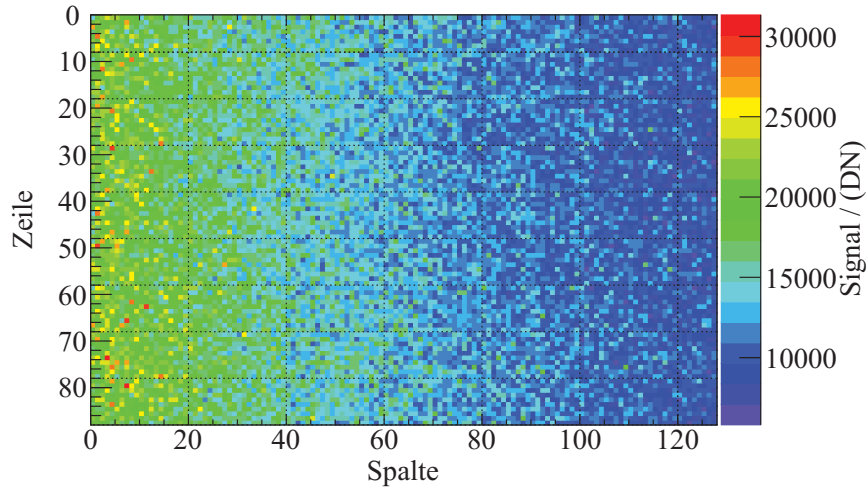


Abbildung 4.13: Ausgangssignal mit 400 Akkumulationen von Tap2 bei einem Abstand von 30 cm mit $t_{\text{int}} = 75 \text{ ns}$ nach dem Anwenden der Flat-Field-Korrektur.

Alternativ ist es durch das unabhängige Ansteuern der einzelnen Subpixel möglich, den Sensor mit einem unsymmetrischen Taktschema anzusteuern (vgl. Abbildung 4.14). Dabei wird in einer langen Integration der reflektierte Puls erfasst. Im zweiten Tap wird unverändert ein von der Flugzeit abhängiger Anteil aufgezeichnet. Der distanzabhängige Quotient aus Gl. (2.8) wird dafür angepasst und es gilt im Fall von $t_{\text{int,FD1,lang}} = 2 \cdot t_{\text{int,FD2}}$:

$$Q_{\text{ToF,mod}} = \frac{N_{\text{FD2}} - N_{\text{FD3}}}{N_{\text{FD1,lang}} - 2N_{\text{FD3}}}. \quad (4.11)$$

Der entscheidende Nachteil dieses Verfahrens ist der dadurch eingeschränkte Dynamikbereich. Da in FD1 nun doppelt so lange Signalbeiträge durch Hintergrundlicht und reflektierten Laserpuls integriert werden, wird hier bereits nach wenigen Akkumulationen der Sättigungswert erreicht.

Für die distanzabhängigen Messungen wird die Kamera auf dem fahrbaren Schlitten einer Messschiene montiert (siehe Abbildung 4.15). Somit lässt sich für die Kalibrationsmessungen der Abstand zwischen Wand und Kamera in einem Bereich von 30 cm bis 3 m präzise einstellen.

Auf dieser Messschiene wird in einem Bereich bis 1 m mit zwei aufeinander folgenden Integrationen in Tap1 und Tap2 mit jeweils $t_{\text{int}} = 75 \text{ ns}$ das Signal des an einer planen, weißen Oberfläche reflektierten Laserpulses aufgezeichnet. In einer zweiten Messreihe wird die Integrationszeit auf $t_{\text{int}} = 150 \text{ ns}$ verdoppelt. Die mittlere Abweichung $\Delta N = 1 - N_{150\text{ns}} / (N_{\text{FD1},75\text{ns}} + N_{\text{FD2},75\text{ns}})$ aller Pixel und

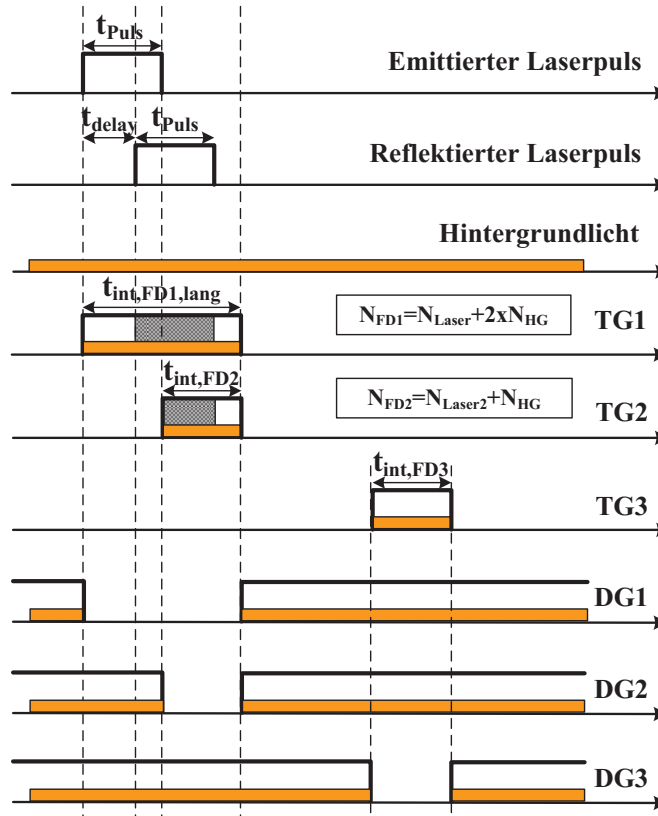


Abbildung 4.14: Angepasstes Taktschema der unsymmetrischen Auslese. TG1 umfasst im Unterschied zu Abbildung 2.7 das komplette Signal des reflektierten Laserpulses.



Abbildung 4.15: Foto der Messschiene. Im Hintergrund sind die verwendeten Zielobjekte (schwarze Pappe und weißes Papier) zu sehen.

Distanzen beträgt $-0,2\%$ bei einer Breite der Verteilung von $6,8\%$. Da diese Abweichungen ortsfest sind und dem jeweiligen Pixel zugeordnet werden können, sind diese entweder durch geeignete Maßnahmen, wie die Flat-Field-Korrektur oder die pixelweise Kalibration, die in Abschnitt 4.2.6 eingeführt wird, korrigierbar.

Die Berechnung der Korrekturkurve setzt die Kenntnis über die Laserpulsform und das elektrostatische Potential voraus. Während das Letztgenannte mit Hilfe von TCAD-Simulationen ermittelt wird, resultiert die Form des reflektierten Laserpulses aus Messungen. Die Laserpulsform (siehe Abbildung 4.17) wird in einem Bereich von 30 cm bis 160 cm Abstand zur Wand gemessen. Hierzu wird der bereits in Abschnitt 3.4.2 verwendeten Photoreceiver [54] auf der Kamera in der Sensorebene befestigt. Somit wird direkt die Form des reflektierten Pulses erlangt. Um die geringe Intensität des Lasers nicht zusätzlich abzuschwächen, ist dabei ein weißes Blatt Papier an der Wand befestigt. Durch den Öffnungswinkel des Lasers und das diffuse Reflektieren des Papiers nimmt die Intensität bei zunehmender Distanz mit $1/d^2$ ab. Bei größeren Abständen ist mit der Sensitivität des Photoreceivers keine zuverlässige Charakterisierung mehr möglich. Die Form des Laserpulses ist von der zurückgelegten Distanz unabhängig.

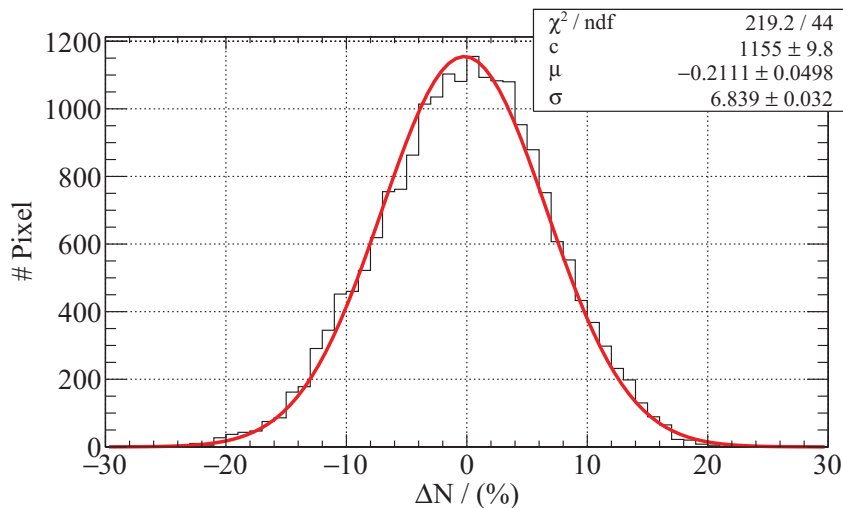


Abbildung 4.16: Prozentuale Abweichung der Summe zweier kurzer Shutter im Vergleich zu einer langen Integration im Bereich bis 1 m.

4.2.4 Auswirkung unterschiedlicher Pulsformen

Es ist auffällig, dass der gemessene Puls sehr stark von der idealen, rechteckigen Form und der angestrebten Dauer von 75 ns abweicht. Es wird kein Plateau erreicht, bei dem die Bestrahlungsstärke stabil ist. Im Datenblatt der Laserdioden (Ref. [36]) sind die Anstiegs- und Abfallzeiten jeweils mit 1 ns angegeben. Somit wird die Ursache bei einer nicht optimalen Beschaltung des Lasers erwartet. Deren Optimierung konnte im Rahmen der vorliegenden Arbeit nicht vorgenommen werden, wird jedoch für die folgende Kameraersion angestrebt. Das eingesetzte ToF-Verfahren ist allerdings robust gegen diese Art von Störung. Um dies zu zeigen wird für die in Abbildung 4.18 gezeigten Laserpulsformen jeweils der Ladungstransport mit dem Modell berechnet und daraus nach Gl. (3.93) die Sensorantwort bestimmt (vgl. Abbildung 4.20(a) und 4.19(a)). Zusätzlich zu dem Laserpuls der Kamera werden ein einfacher rechteckiger Puls, ein unsymmetrischer, dreieckiger Puls und ein Doppelpuls untersucht.

Bei einer sehr kurzen Integrationszeit wie in Abbildung 4.19 äußert sich die Unterbrechung des Doppelpulses in der Art, dass aus dem berechneten Quotient die Distanz nicht mehr eindeutig bestimmt werden kann. Der hypothetische, stark asymmetrische Dreieckspuls sowie die von der Kamera gemessene Pulsform haben hingegen keine Auswirkung auf die Eindeutigkeit.

Bei einer längeren Integrationszeit (Abbildung 4.20) ist selbst mit dem Doppel-

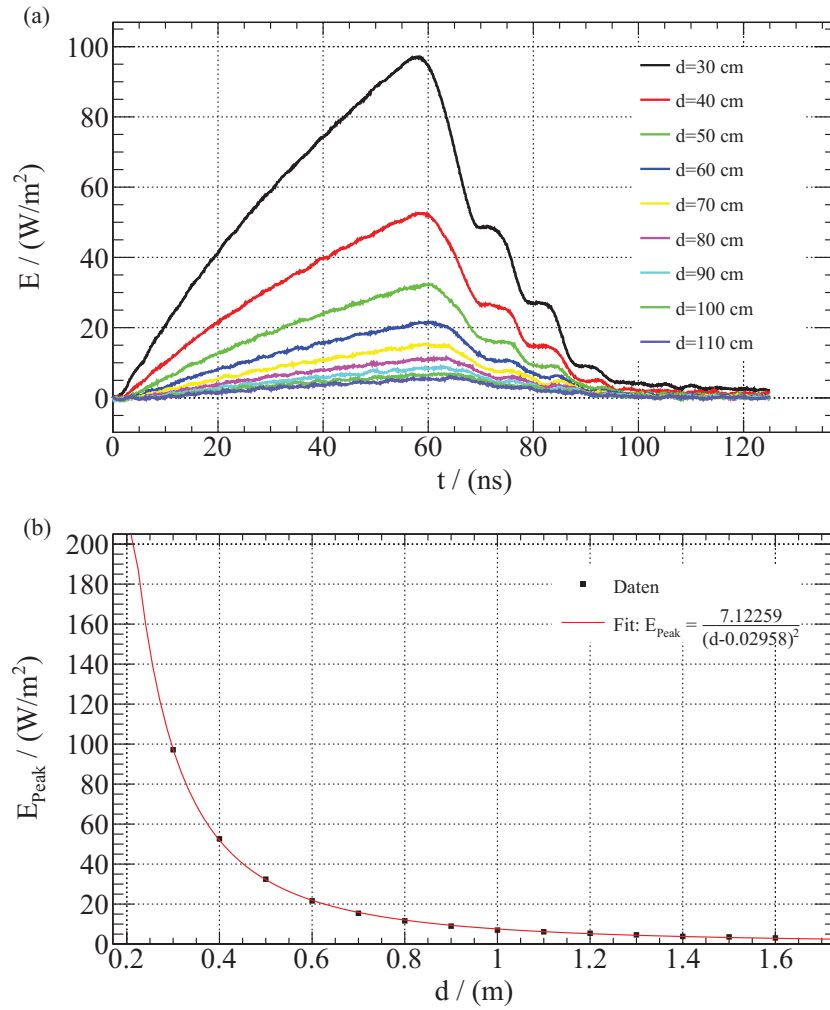


Abbildung 4.17: Pulsform (a) des in der Kamera eingebauten Lasers für verschiedene Abstände zur Wand und (b) die Änderung der Intensität über den Abstand.

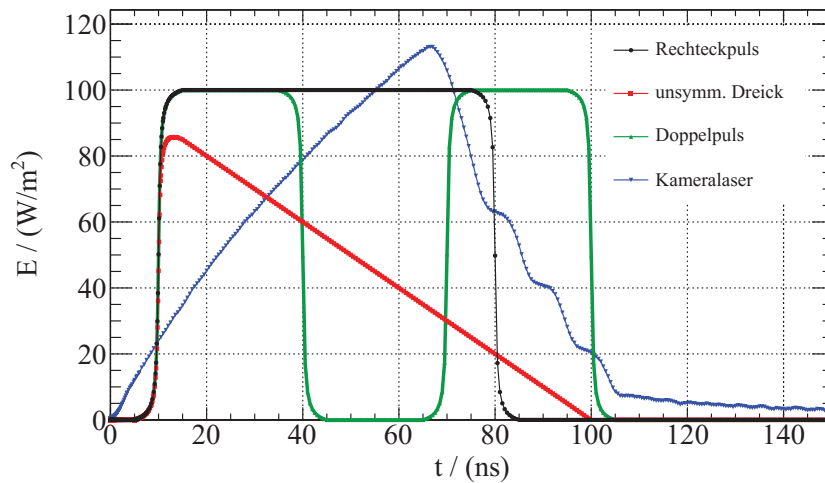


Abbildung 4.18: Idealisierte Pulsformen und der Verlauf des realen Pulses des Kameralasers.

puls eine Distanzmessung möglich. Durch die verzögerte Signalgeneration in der FD, aufgrund der benötigten Zeit des Ladungstransfers, wird die zwischenzeitliche Unterbrechung des Laserpulses verkürzt. Ist zusätzlich die Integrationszeit lang genug, ist der resultierende Quotient zwar stark nichtlinear, beinhaltet jedoch keine Uneindeutigkeit mehr. Allerdings bedeutet dies zusätzliche Herausforderungen für eine Kalibration, die nicht durch das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Verfahren abgedeckt werden.

4.2.5 Berechnung der Korrektur

Nach dem in Abschnitt 3.4.2 geschilderten Verfahren wird $N_{\text{stored}}(t)$ und daraus wiederum $N_{\text{FD}}(t)$ berechnet (siehe Abbildung 4.21). Im Unterschied zu Abbildung 3.14 wird hier jedoch der Laserpuls der Kamera verwendet.

Aus den in Abbildung 4.21 gezeigten Ergebnissen lassen sich nach dem in Abschnitt 3.4.3 bereits angewendeten Verfahren die Sensorantwortkurven und damit wiederum der Quotient für unterschiedliche Bestrahlungsstärken berechnen. Dadurch ist es möglich, den Einfluss der auf den Sensor treffenden Intensität unabhängig von der Lichtlaufzeit zu untersuchen. Da die Pulsform nicht von der Entfernung abhängt, können die Verläufe für größere Intensitäten aus den durch die Messungen generierten Daten extrapoliert werden. Wird der Quotient Q_{ToF} mit einer festen Verzögerung für unterschiedliche Bestrahlungsstärken berechnet

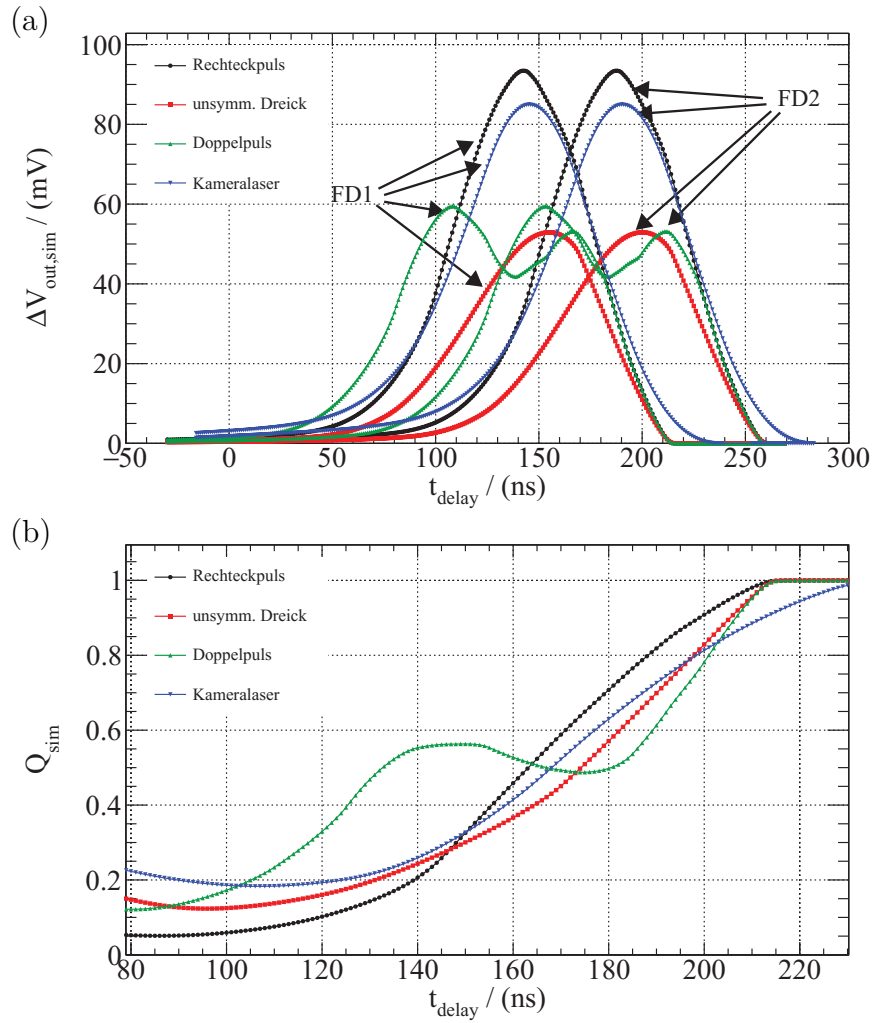


Abbildung 4.19: (a) Simulierte Sensorantwort für idealisierte Laserpulsformen mit reduzierter Integrationszeit $t_{\text{int}} = 45 \text{ ns}$ und (b) die daraus resultierenden Quotienten.

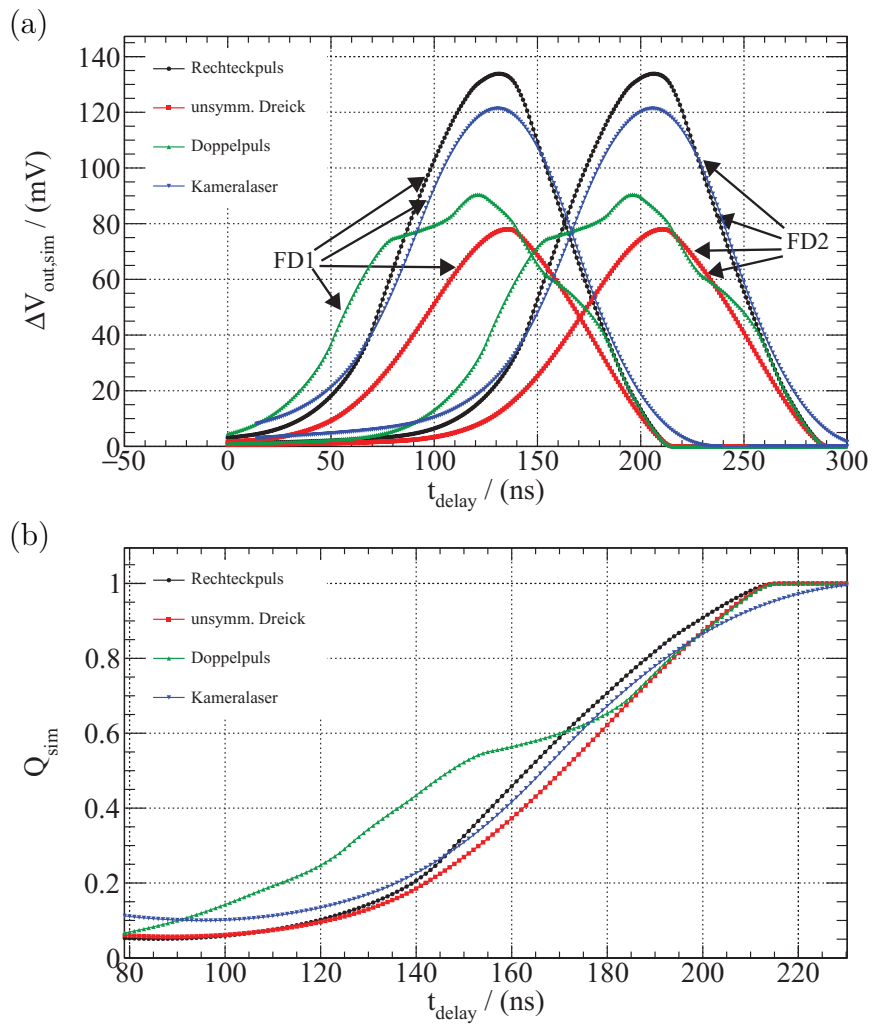


Abbildung 4.20: (a) Simulierte Sensorantwort für idealisierte Laserpulsformen mit $t_{\text{int}} = 75 \text{ ns}$ und (b) die daraus resultierenden Quotienten.

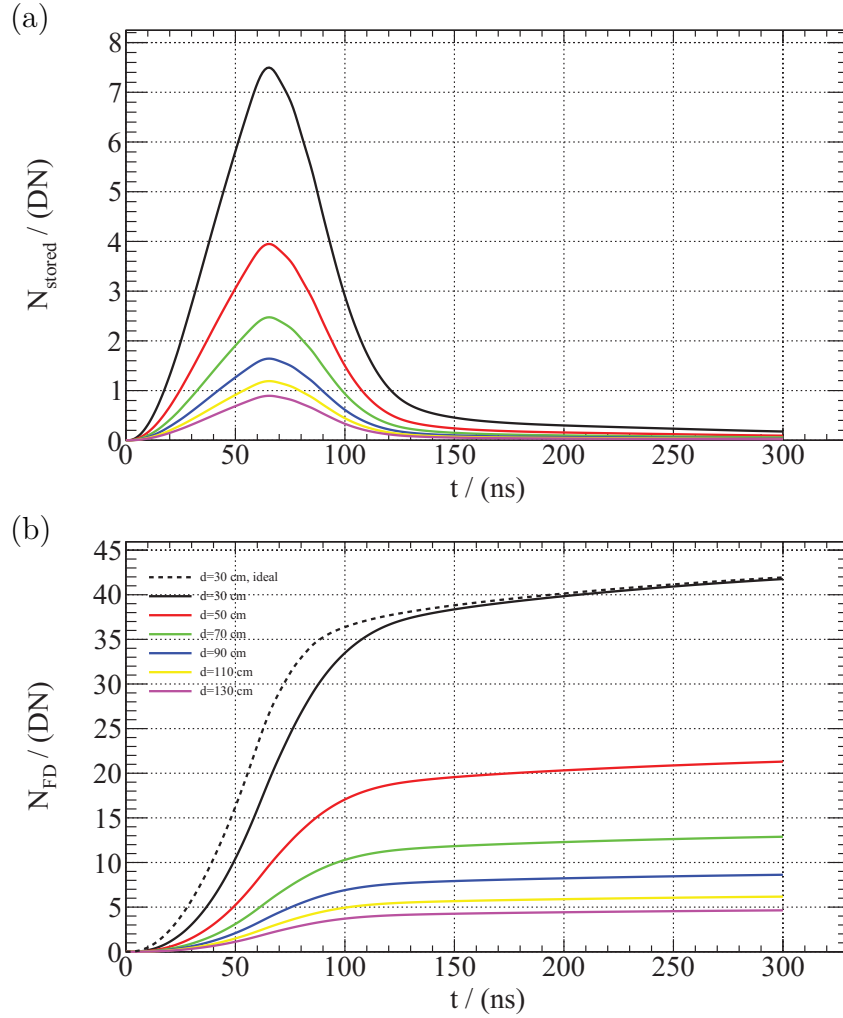


Abbildung 4.21: (a) Berechnete Anzahl an Ladungsträgern im Photoaktivgebiet bei der zu verschiedenen Abständen entsprechenden Bestrahlungsstärke eines einzelnen Laserpulses und (b) die daraus resultierende Ladungsmenge am Ausleseknoden. Zum Vergleich ist der Verlauf für ein ideales, unendlich schnelles Pixel gezeigt (gestrichelte Linie).

(Abbildung 4.22), zeigt sich, dass dieser bis zu einer Intensität, die der Entfernung von 75 cm entspricht, zunimmt. Danach ist die Intensität und damit auch der Einfluss der SID zu gering, um den Ladungstransfer maßgeblich zu beeinflussen. Somit wird insbesondere für den Nahbereich bis 75 cm eine Verbesserung der Distanzmessung durch die Modellkorrektur erwartet.

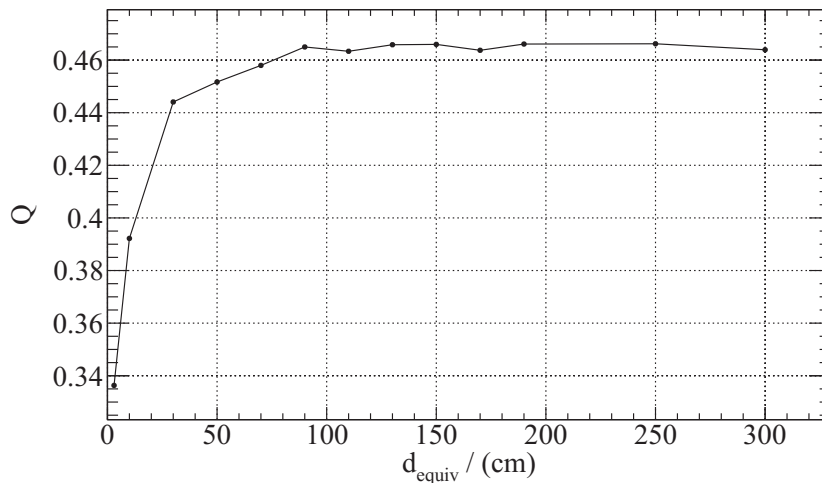


Abbildung 4.22: Intensitätsabhängigkeit des Quotienten. Auf der x-Achse ist jeweils die Distanzen gegeben, die zu der Berechnung verwendeten Intensität äquivalent ist.

Durch die endliche Driftgeschwindigkeit und das dadurch am Ausleseknotten verzögert auftreffende Signal wird dieses verfälscht (vgl. Abbildung 4.23). Ladungsträger, die innerhalb des ersten Integrationsfensters generiert werden, haben zum Zeitpunkt des Abschaltens von TG1 das CG noch nicht erreicht und werden über das DG abgeführt, weshalb N_{FD1} zu gering ist. In Tap2 wird aus dem selben Grund ein zu großes Signal integriert. Da im Nenner von Gl. (2.8) N_{FD1} und N_{FD2} addiert werden, heben sich diese Fehler dort auf. Voraussetzung hierfür ist, dass die Integration in FD2 lange genug ist, dass auch die verzögert eintreffenden Ladungsträger gesammelt werden.

Aus diesem Grund ist es ausreichend, das im Zähler von Gl. (2.8) auftretende N_{FD2} um die dort zusätzlich gesammelten Ladungsträger zu bereinigen. In der Folge gilt somit für den Quotienten aus Gl. (2.8):

$$Q_{\text{ToF,korr}} = \frac{N_{\text{FD2}} - \Delta N_{\text{korr}} - N_{\text{FD3}}}{N_{\text{FD1}} + N_{\text{FD2}} - 2N_{\text{FD3}}}. \quad (4.12)$$

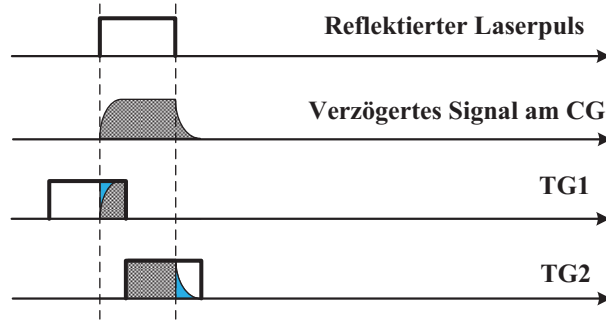


Abbildung 4.23: Schematische Darstellung der verzögerten Signalgeneration. Durch die Driftzeit der Ladungsträger und das Aufteilen des Signals auf zwei Auslesekanäle entsteht der hier blau dargestellte Fehler.

Die Größe des Korrekturbeitrags $\Delta N_{\text{kor}}^{\text{r}}$ hängt von der Bestrahlungsstärke und somit von $N_{\text{FD1}} + N_{\text{FD2}}$ ab und entspricht der zum Zeitpunkt des Endes der Integration im Photoaktivgebiet gespeicherten Ladungsmenge.

Um für alle Beleuchtungssituationen diesen Korrekturbeitrag ermitteln zu können, wird aus den berechneten Graphen aus Abbildung 4.21 eine Korrekturkurve bestimmt. Dazu wird bei jeder Bestrahlungsstärke N_{FD} nach der Zeit $t_{\text{int,FD1}} + t_{\text{int,FD2}}$ zusammen mit N_{stored} nach $t_{\text{int,FD2}}$ in ein Diagramm eingetragen. Dabei wird vorher die Zahl der Elektronen mit Hilfe des Kameraverstärkungsfaktors (vgl. Abschnitt 3.4.3) in DN umgerechnet. Die in Abbildung 4.25 gezeigten Daten sind für ein Taktschema mit $t_{\text{int,FD1}} = t_{\text{int,FD2}} = 75 \text{ ns}$ berechnet. Daraus kann nun direkt der Korrekturbeitrag abgelesen werden, wenn angenommen wird, dass gilt:

$$\Delta N_{\text{kor}} = N_{\text{stored}}(t_{\text{int}}). \quad (4.13)$$

Allerdings setzt dies voraus, dass der Laserpuls immer zur selben Zeit auf den Sensor trifft. Zudem muss dieser Zeitpunkt mit dem Start der Integration zusammenfallen. Aufgrund der unterschiedlichen Lichtlaufzeiten, bei sich ändernder Distanz, ist dies nicht gewährleistet.

Nach der in Abbildung 4.24 gezeigten Messung trifft der Laserpuls (blau) 135 ns nach dem Triggersignal (gelb) auf den Photoreceiver. Der Abstand wurde bei dieser Messung mit $d = 25 \text{ cm}$ sehr gering gehalten, was zu einer Lichtlaufzeit von $t_{\text{ToF}} = 1,67 \text{ ns}$ führt. Da die Schaltung des Lasertreibers (grün) zu einer zusätzlichen Verzögerung führt, wird dies in der Ansteuerung des Sensors kompensiert

und das Triggersignal 135 ns vor dem Start der Integration in FD1 gestartet. Somit trifft das reflektierte Signal bei $d = 25$ cm etwa zeitgleich mit dem Beginn des ersten Shuttters auf den Sensor. Für diese Distanz kann die erwartete Ladungsmenge nach Gl. (4.13) direkt aus Abbildung 4.21 abgelesen werden, da der Nullpunkt der Zeitskala in den Berechnungen durch den Anfang des Laserpulses definiert ist.

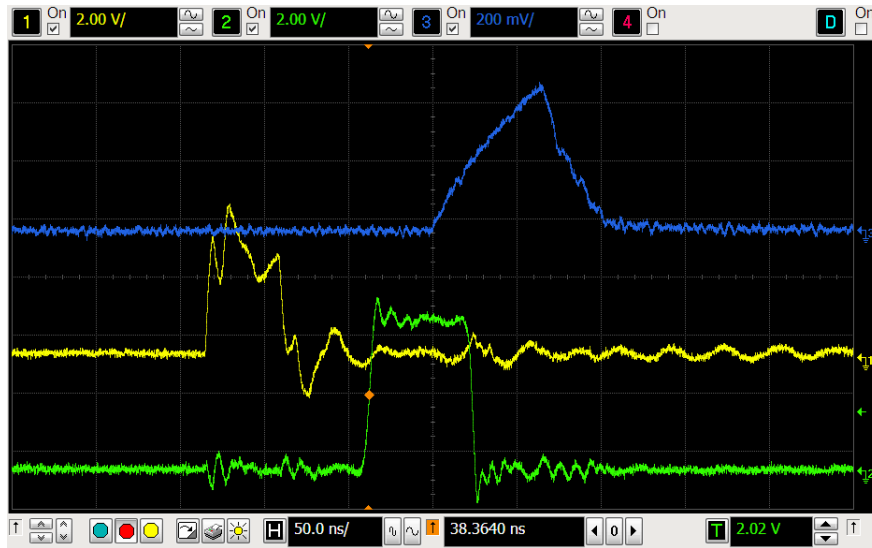


Abbildung 4.24: Triggersignal des FPGA (gelb) und nach der Delay- und Verstärkerschaltung (grün), sowie der daraus resultierende Laserpuls (blau).

Eine Messdistanz von 3 m bedeutet eine Verschiebung der Kurven aus Abbildung 4.21 um 20 ns. Dies führt zu einer signifikanten Abweichung bei der Berechnung der Korrekturkurve. Wie die Evaluation der Kalibration in Abschnitt 4.2.7 zeigt, wirkt sich diese jedoch hauptsächlich bei großer Intensität im Nahbereich aus und bedeutet somit keine wesentliche Einschränkung des Korrekturprinzips. Es zeigt jedoch, dass Form und Dauer des Laserpulses für eine präzise Distanzmessung wichtig sind und auf den gewünschten Messbereich angepasst sein sollten.

Da nicht jede vorkommende Bestrahlungsstärke und somit jeder auftretende Wert von N_{FD} vorausberechnet werden kann, wird an die Daten eine Funktion angepasst. Bei den analytischen Untersuchungen in Abschnitt 3.3.2 wurde berechnet, dass die Zeitkonstante τ_{SID} invers proportional zur Wurzel der Bestrahlungsstärke ist. Wird der geringe Anteil an fehlenden Ladungsträgern nach $t_{\text{int,FD1}} + t_{\text{int,FD2}}$ vernachlässigt, so ist N_{FD} proportional zur Bestrahlungsstärke. Somit folgt auch der Verlauf der Korrekturkurve einer Wurzelfunktion durch den

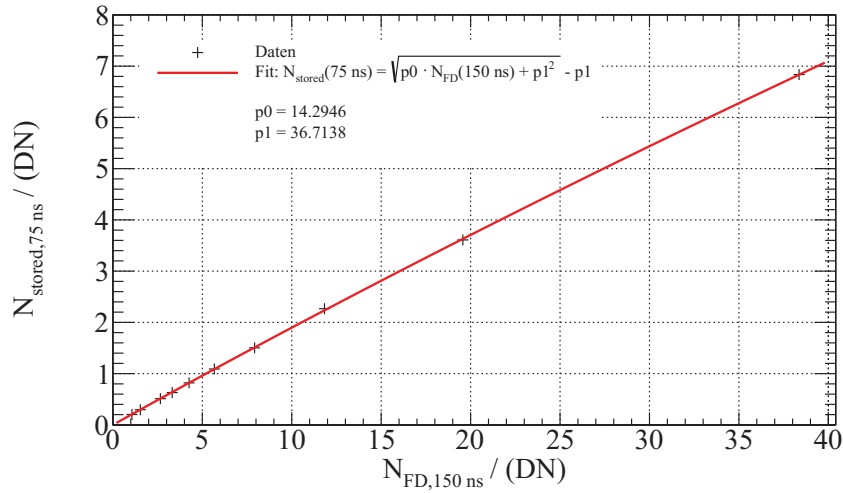


Abbildung 4.25: Korrekturkurven für einen Ausgangshub bis 40 DN.

Ursprung (vgl. Abbildung 4.25). Hier ist der Verlauf für $t_{\text{int,FD1}} = t_{\text{int,FD2}} = 150 \text{ ns}$ gezeigt und daran die Funktion

$$N_{\text{stored},75\text{ns}}(N_{\text{FD},150\text{ns}}) = \sqrt{p_0 \cdot N_{\text{FD},150\text{ns}} + p_1^2} - p_1 \quad (4.14)$$

angepasst. Als Fitparameter werden $p_0 = 14,29$ und $p_1 = 36,71 \text{ DN}$ ermittelt. Das Ergebnis ist für das Signal eines einzelnen Laserpulses gültig. Um die Anzahl N_{Akku} an Akkumulationen zu berücksichtigen, gilt

$$N_{\text{stored},75\text{ns}}(N_{\text{FD},150\text{ns}}) = N_{\text{Akku}} \cdot \left(\sqrt{p_0 \cdot N_{\text{FD},150\text{ns}}/N_{\text{Akku}} + p_1^2} - p_1 \right) \quad (4.15)$$

$$= \sqrt{N_{\text{Akku}} \cdot p_0 \cdot N_{\text{FD},150\text{ns}} + N_{\text{Akku}}^2 \cdot p_1^2} - N_{\text{Akku}} \cdot p_1 \quad (4.16)$$

$$= \sqrt{p'_0 \cdot N_{\text{FD},150\text{ns}} + (p'_1)^2} - p'_1 \quad (4.17)$$

mit

$$p'_0 = N_{\text{Akku}} \cdot p_0 \quad \text{und} \quad p'_1 = N_{\text{Akku}} \cdot p_1. \quad (4.18)$$

4.2.6 Ermittlung der Kalibrierkurve

Da die realen Messbedingungen von den in Abschnitt 2.3.2 genannten, idealisierten Voraussetzungen abweichen, kann die Distanz nicht direkt aus Gl. (2.7) mit dem modifizierten Quotienten aus Gl. (4.12) berechnet werden. Da dennoch

$$d \propto Q_{\text{ToF,korr}} \quad (4.19)$$

gilt, wird der Zusammenhang durch eine Kalibrierkurve ermittelt. Dazu wird im gesamten Bereich der Messschiene von 30 cm bis 300 cm an jeder angefahrenen Position eine Serie aus 250 Bildern aufgezeichnet, um Einflüsse durch zeitliches Rauschen zu reduzieren. Als bestrahlte Oberfläche wird stark reflektierendes, weißes Papier verwendet um die Laserintensität bei der Kalibration nicht zusätzlich abzuschwächen.

Auf die Rohdaten aus Tap1 und Tap2 wird die Flat-Field-Korrektur angewendet und anschließend für jedes Pixel der Quotient nach Gl. (2.8) bzw. (4.12) bestimmt. Ein Vergleich der Quotienten vor und nach der Modellkorrektur (siehe Abbildung 4.26) zeigt die Verschiebung der Werte nach Gl. (4.12). Zudem wird eine große Streuung sowohl des Achsenabschnitts als auch der Steigung der Kalibriergeraden einzelner Pixel festgestellt. Dies zeigt, dass das unterschiedliche dynamische Verhalten nicht vollständig durch die Flat-Field-Korrektur kompensiert wird. Aus diesem Grund wird in der Folge nicht die ebenfalls gezeigte globale Kalibrierkurve verwendet. Bei dieser wird über den Quotienten aller Pixel der Matrix gemittelt. Dadurch liefern die Pixel bei der Messung einer ebenen Fläche im Mittel korrekte Werte, allerdings weichen die einzelnen Pixel in diesem Fall jeweils stark davon ab.

4.2.7 Evaluation der Kalibration

Im Betrieb der Kamera wird nach dem Diagramm in Abbildung 4.10 zunächst die Flat-Field-Korrektur durchgeführt, anschließend die Korrektur durch das Modell angewendet und schließlich über die Kalibriergerade die Distanz ermittelt. Um die Qualität der Entfernungsmessung und den Einfluss darauf durch die einzelnen Optimierungen zu untersuchen, wird die Distanz (d_{ToF}) und deren Abweichung ($\Delta d = d_{\text{ToF}} - d$) von der tatsächlichen Distanz (d) mit der Kamera ermittelt. Für diese Messungen werden in Abständen von 10 cm die Distanz zu drei verschiedenen Oberflächen ermittelt: das bereits zur Kalibration verwendete, weiße Papier, eine schwarze Pappe und ein für ToF-Systeme herausforderndes Muster aus einer Raute mit einem hohen Reflektanzunterschied durch schwarze und weiße Flächen nebeneinander. Bei der Berechnung werden gezielt einzelne Korrekturschritte übersprungen um deren Einfluss auf die Messgenauigkeit zu untersuchen.

Die Berechnung der Distanz ohne Modellkorrektur zeigt eine sehr starke Abweichungen (Abbildung 4.27) der ermittelten von der eingestellten Distanz. Der

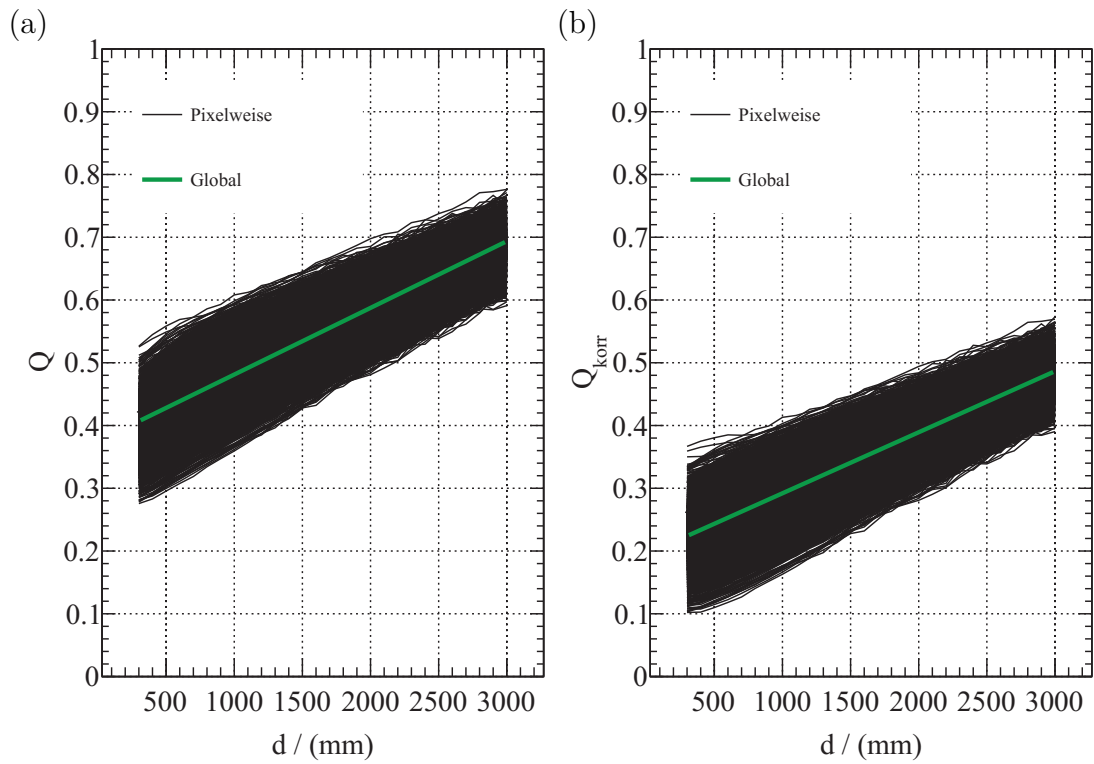


Abbildung 4.26: Kurvenschar der unkorrigierten (a) und korrigierten (b) Quotienten der einzelnen Pixel. Zusätzlich ist jeweils eine über alle Pixel gemittelte Kalibriergerade gezeigt (grüne Linie).

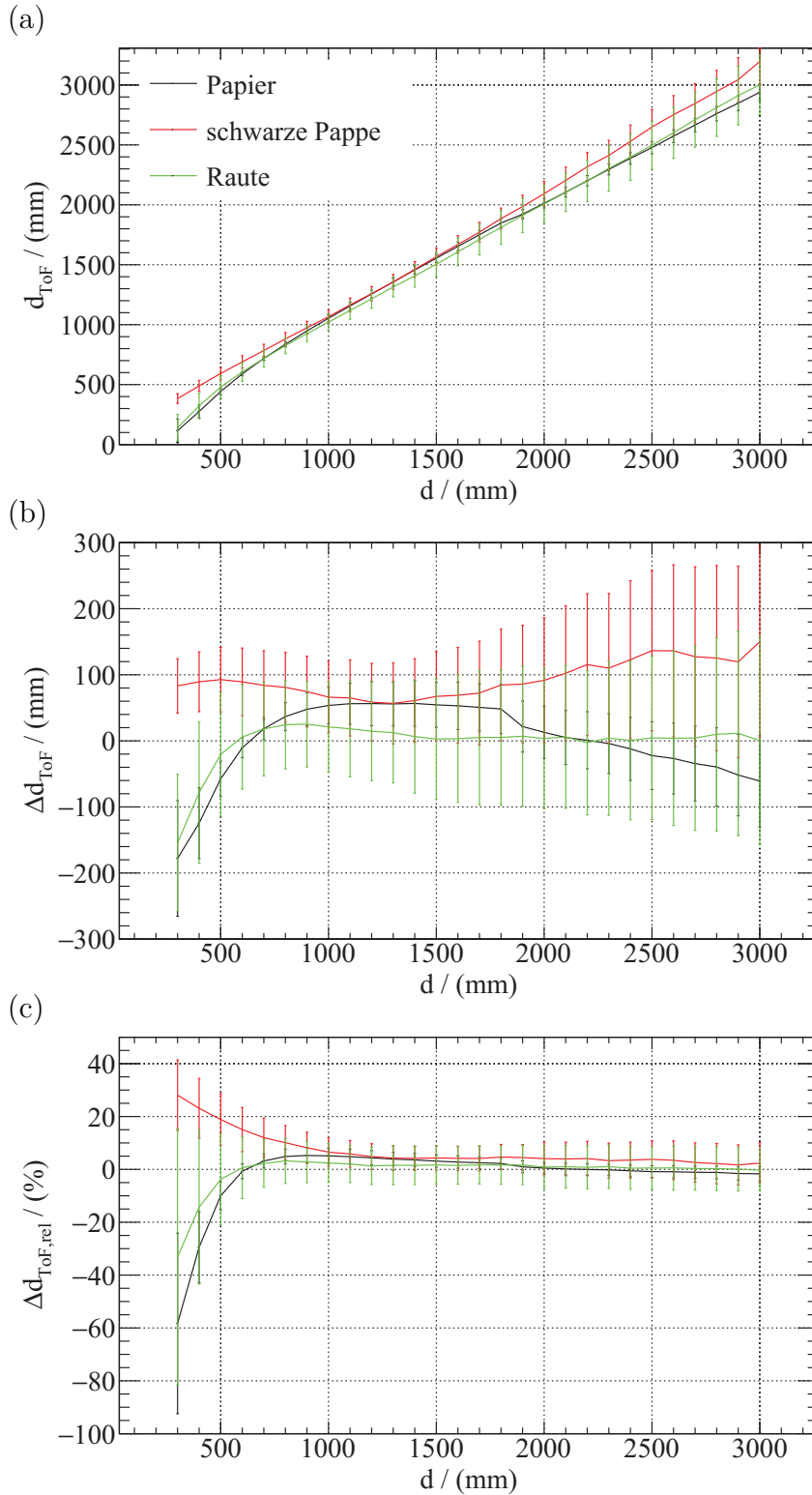


Abbildung 4.27: Distanzberechnung (a) und die Abweichung (b) bzw. relative Abweichung (c) von der wahren Distanz ohne Korrekturen. Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichung des Mittelwerts über alle betrachteten Pixel.

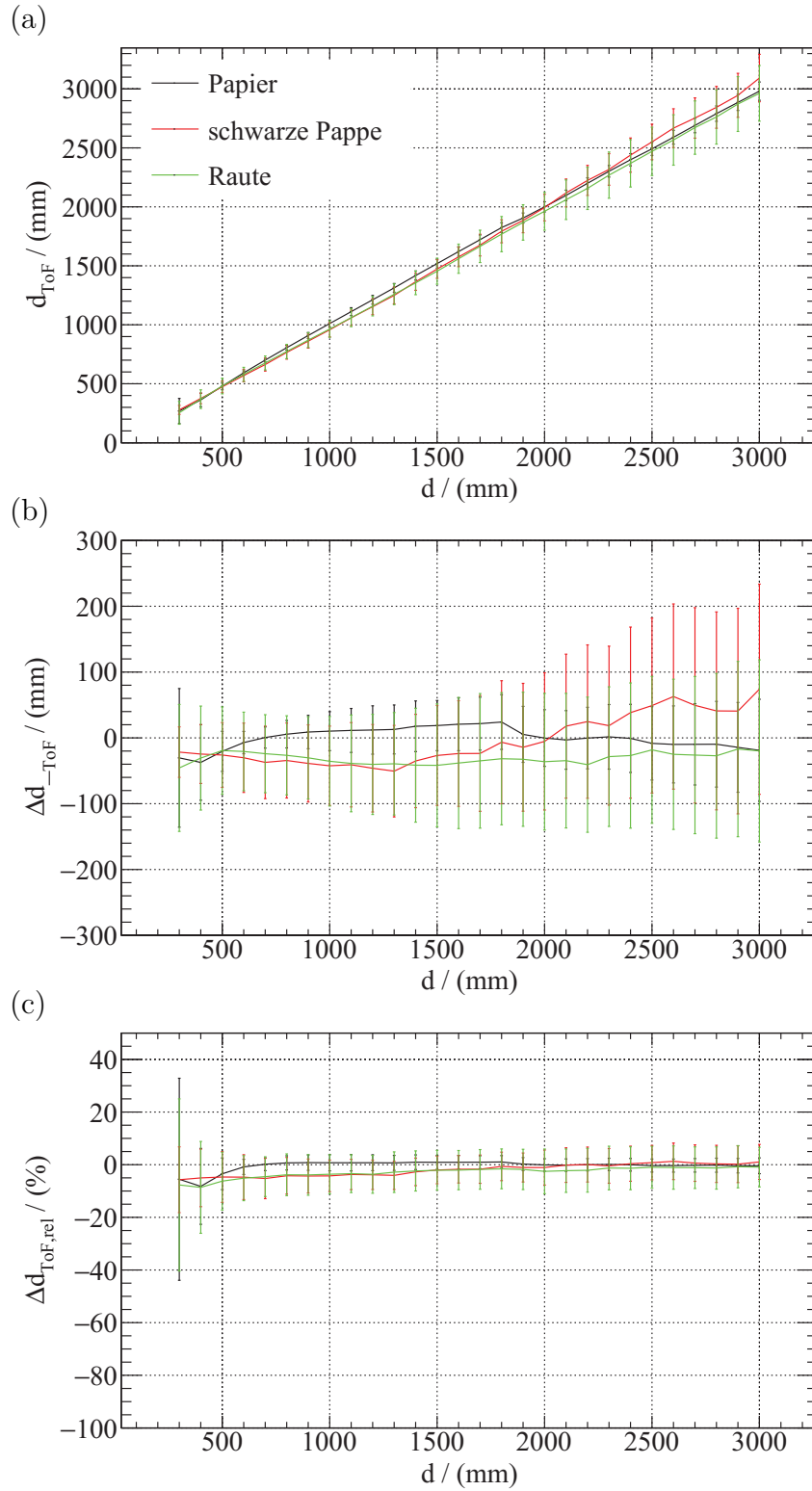


Abbildung 4.28: Distanzberechnung (a) und die Abweichung (b) bzw. relative Abweichung (c) von der wahren Distanz nach Anwendung der Modellkorrektur. Die Fehlerbalken zeigen die Standardabweichung des Mittelwerts über alle betrachteten Pixel.

aus den Distanzen aller betrachteten Pixel gemittelte Wert weicht im Nahbereich um bis zu 60 % von der wahren Distanz ab. Einzelne Pixel weichen noch stärker ab wie die mit eingezeichnete Standardabweichung der Mittelung verdeutlicht.

Nach der Anwendung der Modellkorrektur wird insbesondere die intensitätsabhängige Nichtlinearität bei kleiner Distanz und somit großer Bestrahlungsstärke kompensiert, wie dies nach der isolierten Betrachtung des Intensitätseinflusses erwartet wird (vgl. Abbildung 4.22).

Wie bereits in Abbildung 4.26 zu sehen ist, werden mit dem angewendeten Verfahren der Flat-Field-Korrektur die Unterschiede der einzelnen Pixel nicht ausreichend kompensiert. Somit führt selbst nach dieser Korrektur eine Distanzbestimmung mit einer für den ganzen Sensor gültigen Kalibrationsgeraden zu großen Abweichungen.

Eine Kombination der Flat-Field- mit der Modellkorrektur führt zu keiner weiteren Verbesserung (Abbildung 4.29) der Distanzmessung. Dies ist somit nur sinnvoll, wenn zusätzlich die Graubilder der Taps verwendet werden. Dies ist beispielsweise bei einer überlagerten Darstellung von Distanz- und Helligkeitsbild der Fall.

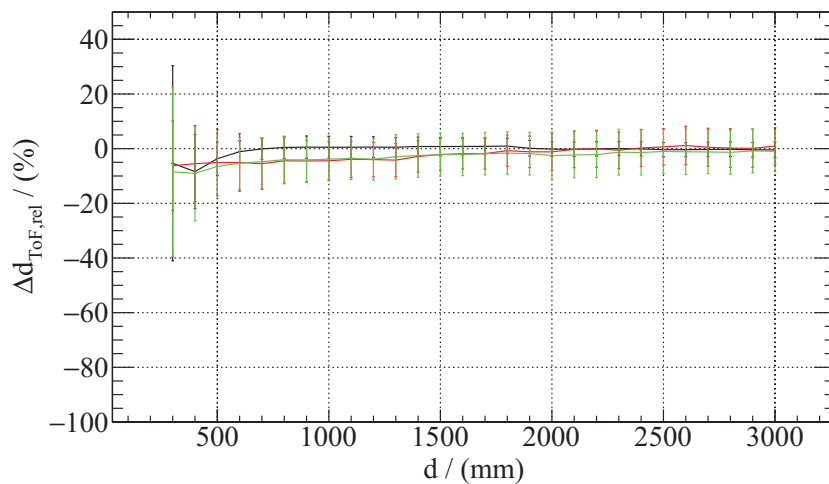


Abbildung 4.29: Relativer Fehler der Distanzberechnung nach Flat-Field- und Modellkorrektur.

Ein großer Vorteil des in der vorliegenden Arbeit entwickelten Kalibrierablaufs ist die einfache Auswertung während des Betriebs der Kamera. Bei der in Ref. [30] vorgestellten Kalibration wird die Distanz über eine multivariate Kurvenanpas-

sungen mit den Ausgangswerten von Tap1 und Tap2 als Variablen ermittelt. Dadurch werden bei einem Polynom vom Grad 15 bis zu 136 Koeffizienten je Pixel benötigt. Neben aufwändigen Berechnungen zum Finden dieser Koeffizienten bedeutet dies im Betrieb der Kamera einen hohen Rechenaufwand, was wiederum zu einer Reduzierung der Bildwiederholrate führt. Eine qualitative Abschätzung mit dem neuen Algorithmus führt zu einer zehnfach schnelleren Berechnung auf vergleichbarer Hardware. Idealerweise wird damit die Zahl der Einzelbilder pro Sekunde durch die Wiederholrate des Lasersystems und die Anzahl der aufgenommenen Akkumulationen limitiert.

Um den durch die Kalibration erreichten Fortschritt zu demonstrieren, wird ein Bild mit einer weißen Raute vor schwarzem Grund in 3 m Abstand zu Kamera angebracht (Abbildung 4.30). Durch den starken Kontrast stellt dieses Bild eine große Herausforderung für ToF-Systeme dar, da im Abstandsbild dieser Kontrast idealerweise nicht sichtbar sein sollte.

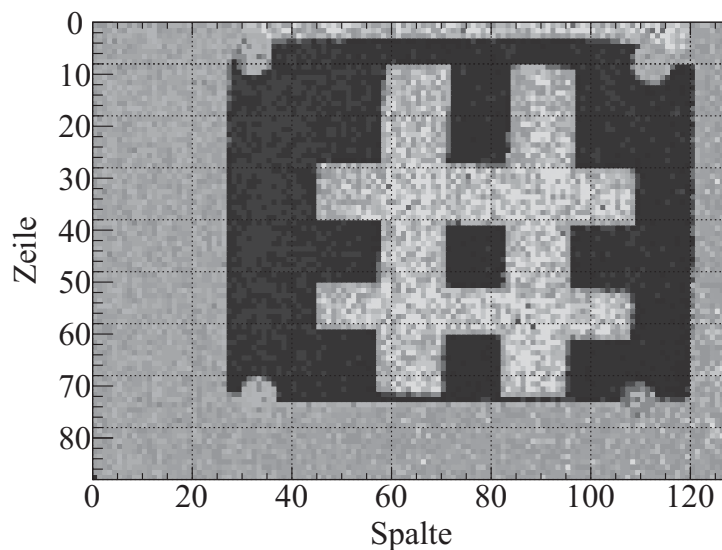


Abbildung 4.30: Graubild aus Tap1 des Testmusters nach durchgeführter Flat-Field-Korrektur. Die beiden horizontalen Linien markieren den Bildausschnitt aus Abbildung 4.32.

Werden keine Korrekturen durchgeführt, ist der Kontrastunterschied der hellen und dunklen Flächen deutlich sichtbar (Abbildung 4.31(a)). Die weißen Streifen der Raute, sowie der helle Hintergrund führen vermehrt zu Distanzen, die um -50 cm von der wahren Distanz abweichen, während für die schwarzen Flächen

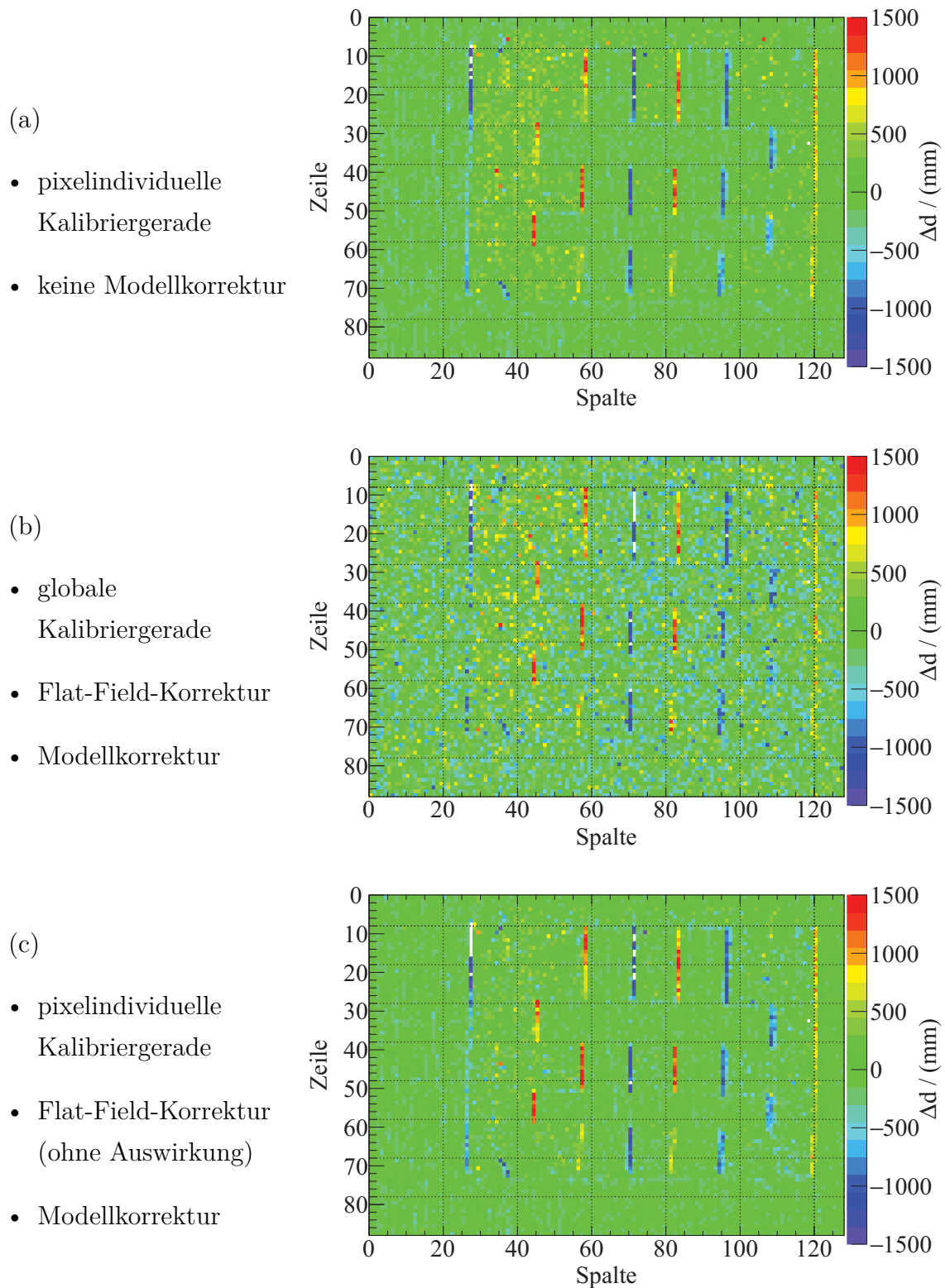


Abbildung 4.31: Auswirkungen der Korrekturen und einer pixelindividuellen Kalibration auf die Abweichung von der wahren Distanz in 3 m Abstand.

zu große Distanzen gemessen werden. Dies äußert sich durch das vermehrte Auftreten von gelb dargestellten Pixeln in Abbildung 4.31(a). Bei einer für den ganzen Sensor gültigen Kalibrierkurve ist das resultierende Distanzbild aus den zuvor diskutierten Gründen trotz Flat-Field-Korrektur stark verrauscht (Abbildung 4.31(b)). Ein gutes Ergebnis kann durch eine für jedes Pixel separat ermittelte Kalibriergerade in Kombination mit der Modellkorrektur erreicht werden. Das in Abbildung 4.31(c) gezeigte Bild wurde zusätzlich mit der Flat-Field-Korrektur verrechnet. Obwohl der Einfluss der Modellkorrektur in 3 m Abstand zur Kamera nicht sehr prominent ist, wird hier eine Verbesserung deutlich und es resultiert ein homogenes Bild, bei dem sich die schwarzen Flächen aus dem Distanzbild kaum hervorheben.

In vertikaler Richtung treten an den Übergängen zwischen weißen und schwarzen Flächen Bildstörungen auf. Diese resultieren aus dem leicht versetzten Abtasten des Bilds durch die unterschiedlichen Sub-Pixel. Da die Photoaktivgebiete leicht zueinander versetzt sind, wird bei einem Übergang von schwarz nach weiß das in Tap1 registrierte Signal relativ zu Tap2 zu klein. Dies führt zu einem größeren Quotienten (z.B. Spalte 58 Abbildung 4.32) und in der Folge zu einer größeren berechneten Distanz. Der gegenteilige Effekt tritt bei dem Übergang von weiß nach schwarz auf wie z.B. in Spalte 71 in Abbildung 4.32 zu sehen ist. Da innerhalb einer Spalte die Subpixel nicht zueinander versetzt sind, treten diese Bildstörungen nicht in horizontaler Richtung auf.

Die Störungen können mit den in der vorliegenden Arbeit eingesetzten Methoden nicht korrigiert werden. Eine Möglichkeit das Auftreten bereits bei der Bildaufnahme zu verhindern, ist es, die Integrationen innerhalb des selben Photoaktivgebiets durchzuführen. Die hier verwendeten Sensoren bieten die Möglichkeit, die Messungen der drei Integrationen hintereinander in jedem Subpixel durchzuführen. Dies führt zu einer Reduzierung der Bildwiederholrate um etwa die Hälfte, da nun doppelt so viele Pulse für eine komplette Aufnahme benötigt werden. Da das Signal des zweiten Shuttters zeitlich getrennt vom ersten aufgezeichnet wird, kann es in schnell bewegten Szenen zu Bildstörungen kommen. Ein weiterer Vorteil dieses Verfahrens ist die Vergrößerung der photoaktiven Fläche. Bei dem in der vorliegenden Arbeit verwendeten Messablauf ist zu jedem Zeitpunkt nur ein Drittel der aktiven Fläche genutzt. Auch wenn die Sensoren prinzipiell mit diesem abgeänderten Messprinzip betrieben werden können, ist die

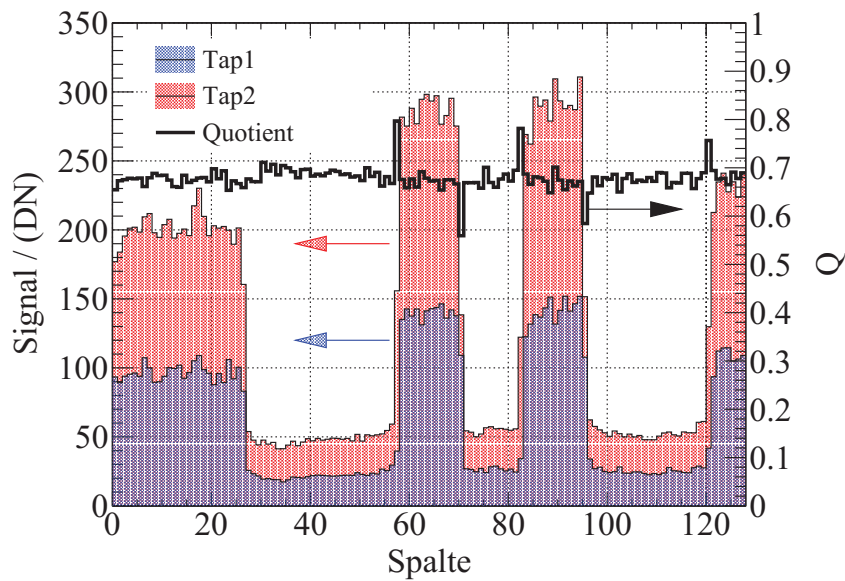


Abbildung 4.32: Ausgangssignal des in Abbildung 4.30 gezeigten Bildausschnitts von Tap1 (blau) und Tap2 (rot) über 8 Zeilen gemittelt und der daraus resultierende Quotient.

Kamera in der derzeitigen Version nicht in der Lage diese Messungen umzusetzen.

4.2.8 Fazit

Auf Basis des Modells wurde ein Kalibrationsablauf entwickelt. Dieser führt besonders im Nahbereich, bei hoher Bestrahlungsstärke, zu einer Kompensation der Intensitätsabhängigkeit und dadurch zu einer Verbesserung der Distanzmessung. Mit der Flat-Field-Korrektur konnte das Ortsrauschen nicht ausreichend kompensiert werden. Hier ist das Berechnen einer Kalibrierkurve je Pixel zielführender. Sollen die Graubilder verwendet werden, korrigiert die Flat-Field-Korrektur das symmetrisch auftretende, inhomogene Responsivitätsverhalten.

Bei der für die Berechnung der Korrekturkurve benötigten Charakterisierung des Laserpulses wurde festgestellt, dass dieser stark von der idealen, rechteckigen Form abweicht und zudem für den angestrebten Messbereich zu lang ist. Dessen Verkürzung in Verbindung mit steileren Flanken könnte auch die Bildwiederholrate steigern, da diese durch den Duty-Cycle der Laserdiode von 0,1 % limitiert ist.

Kapitel 5

Diskussion und Ausblick

Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde ein Modell entwickelt, das den Ladungstransport im Photoaktivgebiet von LDPD-basierten Pixeln beschreibt. Dieses Modell wurde anhand von Messdaten verifiziert. Der praktische Einsatz wurde durch den Entwurf eines modelloptimierten Pixels und der Entwicklung eines Kalibrationsverfahrens für ein ToF-System gezeigt.

Bei der Modellierung wurden die physikalischen Effekte betrachtet, die den Transport der generierten Ladungsträger verursachen. In die Berechnungen gehen die thermische Diffusion, die Drift durch das laterale Driftfeld der verwendeten LDPD und die selbstinduzierte Drift ein. In einer separaten Betrachtung der SID wurde sowohl analytisch als auch numerisch gezeigt, dass diese die Ursache für die signalabhängige Transfargeschwindigkeit ist. Zusätzlich hat die analytische Lösung ergeben, dass die Länge des Photoaktivgebiets quadratisch in die Zeitkonstante der SID eingeht. Für die analytische Berechnung aller Effekte wurde ein Lösungsansatz erarbeitet, der nach dem Wissen des Autors über den Stand bisheriger Arbeiten hinausgeht.

Wie gut das Modell den Ladungstransport beschreibt, wurde mit Messungen an einem realen ToF-Sensor gezeigt. Es konnte verifiziert werden, dass die getroffenen Annahmen die Problemstellung nicht zu stark vereinfachen. Durch die Berücksichtigung der verzögerten Ladungsträger, die unterhalb der n -Wanne generiert werden, sind die berechneten Sensorantwortkurven in guter Übereinstimmung mit den durchgeführten Messungen.

Das Modell wurde für zwei unterschiedliche Anwendungen benutzt. Zum einen wurde ein neues, optimiertes Pixel entwickelt und zum anderen ein Kalibrati-

onsverfahren für ein ToF-Kamerasystem erarbeitet. Mit dem Modell wurden in theoretischen Voruntersuchungen für den Entwurf des neuen Pixels unterschiedlich ausgestaltete Dotiergradienten untersucht. Dabei wurde berechnet, dass ein linearer Verlauf des elektrostatischen Potentials zum schnellstmöglichen Transfer der Ladungsträger führen würde. Mit Unterstützung von TCAD-Simulationen wurde ein Dotierprofil entworfen, das unter den technologischen Rahmenbedingungen möglichst nah an dieses berechnete Ideal herankommt. Zukünftig könnte geprüft werden, ob der Einsatz von mehreren Implantationsschritten zu Verbesserungen der LDPD für die Anwendung in ToF-Sensoren führen kann. Für LDPD-basierte Pixel, welche Verwendung in der Spektroskopie finden, konnte dies bereits gezeigt werden [57].

Die Überlegungen zu unterschiedlichen Pixelgeometrien führte zu einer halbrunden Form des Photoaktivgebiets. Diese Form bedingt eine Vergrößerung des horizontalen Pixelpitch und damit einer Verringerung der Ortsauflösung. Für die Evaluation der Teststruktur wurde keine Optimierung zur Reduzierung dieser Problematik vorgenommen. Durch Umstrukturieren der Ausleseschaltung könnte der Platzbedarf der einzelnen Sub-Pixel bei zukünftigen Sensoren reduziert werden. Die Messungen mit dem neuen Pixellayout zeigen ein unerwartetes Transferverhalten bei der Bestrahlung mit schwacher Intensität. Da Vergleichsstrukturen, die auf demselben Sensor platziert wurden und deren Eigenschaften bekannt sind, dasselbe auffällige Verhalten aufweisen, liegt der Verdacht nahe, dass es sich um einen fertigungsbedingten Fehler handelt. Bei sehr starker Bestrahlung hat sich gezeigt, dass sowohl bei den neuen Pixeln, als auch bei den Vergleichsstrukturen, ein besseres Transferverhalten als bei bisherigen Sensoren erzielt wird. Ob dies auf eine veränderte kapazitiven Last für die Treiberstufen der Steuersignale zurückzuführen ist oder ebenso wie der Ladungstransport durch abweichende Fertigungsparameter verursacht wird, konnte nicht abschließend geklärt werden.

Für die Optimierung der bestehenden ToF-Kamera wurde ein Kalibrationsverfahren entwickelt. Mit dem Modell wurde der zeitliche Verlauf der Ladungsträgerdichte im Photoaktivgebiet berechnet und daraus eine Korrekturkurve ermittelt. Der implementierte Ansatz zur Flat-Field-Korrektur kann das Ortsrauschen nicht ausreichend kompensieren. Aus diesem Grund wird für jedes Pixel eine eigene Kalibriergerade ermittelt. Der Vergleich der Distanzbestimmung vor und nach den Korrekturen hat ergeben, dass die Abweichung von der wahren Distanz im ge-

samen Messbereich auf wenige Zentimeter reduziert wird.

Da diese Korrektur die Intensitätsabhängigkeit der Transfargeschwindigkeit beinhaltet, ist es damit möglich, die Distanzmessung bei Flächen mit stark unterschiedlicher Reflektanz deutlich zu verbessern. Die Korrekturen wurden im Betrieb der ToF-Kamera erprobt und es wurde gezeigt, dass der Kalibrationsablauf bei hohen Bildwiederholraten zu guten Distanzbildern führt. Die auftretenden vertikalen Bildstörung resultieren aus dem Prinzip des dreigeteilten Pixels und können mit den hier vorgestellten Verfahren nicht kompensiert werden. Mit einer geänderten Ansteuerung und Auslese der Sensoren könnte diese Störungen vermieden werden. Das Verfahren mit zeitlichem Trennen der Integrationsfenster kann jedoch bei schnell bewegten Szenen zu zusätzlichen Bildfehlern führen.

Anhang A

Messaufbauten und verwendete Geräte

A.1 Optischer Bauelementemessplatz

Der optische Bauelementemessplatz der Firma Aspect Systems ermöglicht die Charakterisierung von Sensoren durch das Bestrahlen mit einer LED-basierten Konstantlichtquelle oder einem gepulsten Laser. Die konstante Bestrahlung kann mit rotem ($\lambda = 625 \text{ nm}$), grünem ($\lambda = 525 \text{ nm}$) oder blauem ($\lambda = 470 \text{ nm}$) Licht erfolgen. Hierbei wird die Bestrahlungsstärke in Intervallen von $1 \mu\text{W}/\text{cm}^2$ eingestellt. Die Beschreibung des Lasermoduls ist in Abschnitt 3.4.2 zu finden. Dessen Intensität wird nicht elektronisch gesteuert, sondern durch das Einsetzen von verschiedenen Neutraldichtefiltern in den Strahlengang reduziert. Diese können aufgrund ihres zu geringen Durchmessers nicht für Konstantlichtmessungen verwendet werden.

Die Ansteuerung des Sensors erfolgt bei den Charakterisierungen mit dem Laser über ein FPGA. Damit wird ebenso das Triggersignal für den Puls erzeugt, welches mit einem zusätzlichen Verzögerungsglied in Intervallen von 2 ns zeitlich verschoben werden kann. Sowohl FPGA als auch die Verzögerung werden über einen Computer gesteuert. Über diesen werden auch die vom Oszilloskop (LeCroy LC684DL) digitalisierten Ausgangssignale des Sensors aufgezeichnet. Die Referenz- und Versorgungsspannungen werden entweder durch ein internes Modul von Aspect erzeugt oder extern durch Labornetzteile (HP E3632A) eingespeist.

Zusätzlich besteht die Möglichkeit, den Platinenstapel der ToF-Kamera in der

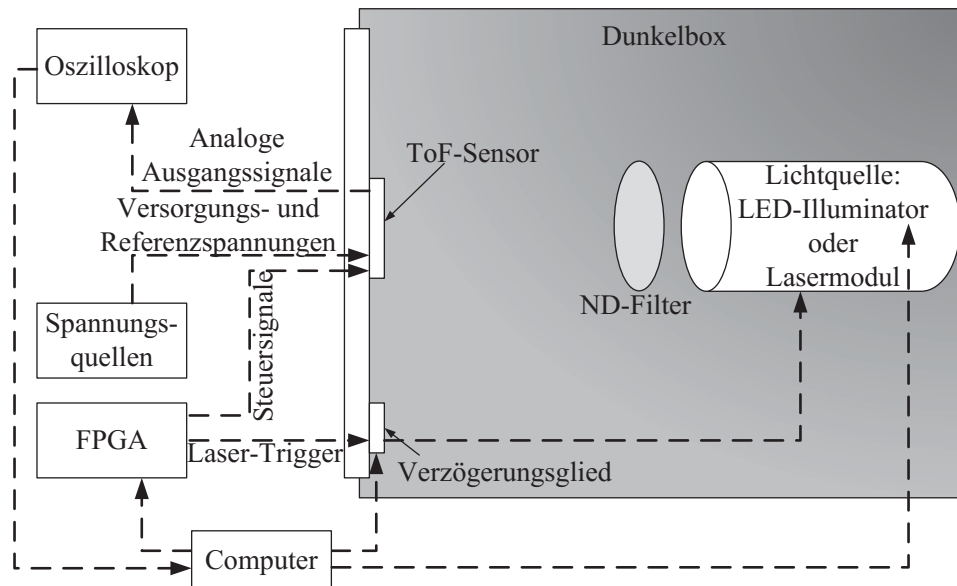


Abbildung A.1: Schematischer Aufbau des optischen Bauelementemessplatz.

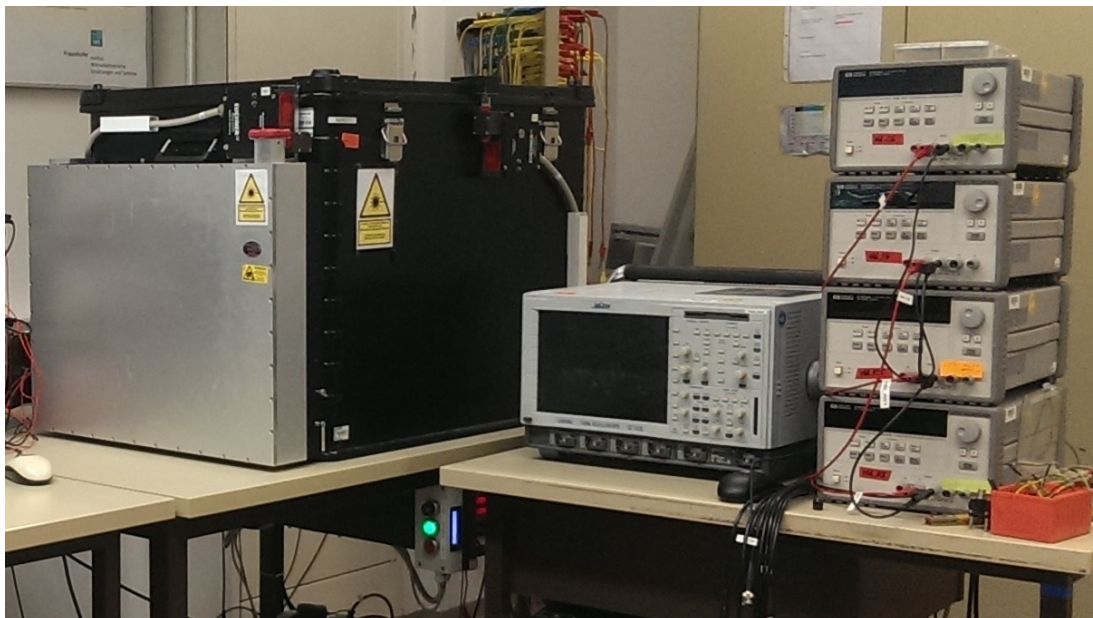


Abbildung A.2: Messplatz mit der Dunkelbox, dem Oszilloskop und den Netzteilen für die Versorgungsspannungen.

Dunkelbox vor der LED-Lichtquelle zu positionieren. Dabei werden alle Ansteuersignale und Versorgungsspannungen des Kameramoduls genutzt und lediglich die Lichtquelle von dem Messsystem eingesetzt. Auf diese Weise wurden die Konstantlichtmessungen in Anhang B.1 durchgeführt. Eine weitere LED-Lichtquelle bietet neben der blauen, grünen und roten Bestrahlung zusätzlich die Möglichkeit der Beleuchtung mit infrarotem Licht ($\lambda = 850 \text{ nm}$). Da diese Lichtquelle zu groß für die Dunkelbox des Messplatz ist, wird diese in einem davon unabhängigen Aufbau betrieben. Hiermit werden die Messungen zur Homogenität der Responsivität durchgeführt (siehe Anhang B.3).

A.2 Neutraldichtefilter

Da die Transmission der zur Variation der Laserintensität verwendeten Filter von den Herstellerangaben abweicht, wurde diese in einer separaten Messung ermittelt. Dafür wird aus dem Spektrum einer Halogenlampe die Wellenlänge des Lasers von 905 nm mit Hilfe eines Monochromators selektiert. Das austretende Licht wird in einer Ulbrichtkugel mit daran anschließendem Strahlengang homogenisiert. Die Transmission wird letztlich durch den Vergleich des Photostroms einer kalibrierten Photodiode ermittelt, welche mit und ohne Filter bestrahlt wird.

Filterbezeichnung	0,3	0,7	1,0	1,3	1,7	2,0	3,0
Transmission (Soll)	0,501	0,200	0,100	0,050	0,020	0,010	0,001
Transmission (Ist)	0,592	0,238	0,118	0,053	0,028	0,015	0,003

Tabelle A.1: Transmission der verwendeten Neutraldichtefilter bei $\lambda = 905 \text{ nm}$.

Anhang B

Ergebnisse der Konstantlichtmessungen

B.1 Messungen nach EMVA Standard 1288

Die verwendeten Sensoren werden nach dem EMVA Standard 1288 [38] charakterisiert. Hierzu wird der Sensor homogen mit rotem Licht mit der Wellenlänge $\lambda = 625 \text{ nm}$ bestrahlt. Da bei diesen Messungen keine Akkumulation mehrerer Integrationszyklen stattfindet, wird die Integrationszeit so angepasst, dass die Sättigung der Kapazität des Ausleseknosens bei der maximal möglichen Bestrahlungsstärke von $1,7 \text{ W/m}^2$ überschritten wird. Somit beträgt die Integrationszeit $t_{\text{int,const}} = 2100 \text{ }\mu\text{s}$.

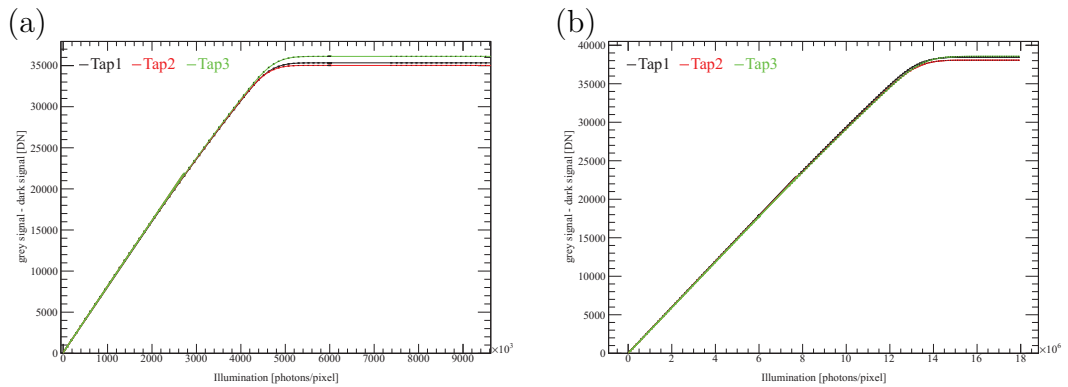


Abbildung B.1: Responsivitätskurven der verwendeten Sensorvarianten (a) und (b).

Die Full-Well-Kapazität der einzelnen Taps unterscheiden sich insbesondere bei Pixelvariante (a) merklich. Dies äußert sich durch die unterschiedlichen Sättigungswerte der Responsivitätskurven (siehe Abbildung B.1). Da die Sättigungsbestrahlung nach dem EMVA Standard durch das Maximum der Photon-Transferkurve (siehe Abbildung B.2) definiert ist und dort keine starke Abweichung festzustellen ist, wird diese Auffälligkeit nicht weiter untersucht. In den gezeigten Graphen ist ein Bestrahlungsstärkebereich sichtbar, in dem keine Messpunkte vorliegen. Dies wird durch eine Eigenschaft der verwendeten Lichtquelle verursacht, wodurch diese den Bereich nicht abdeckt.

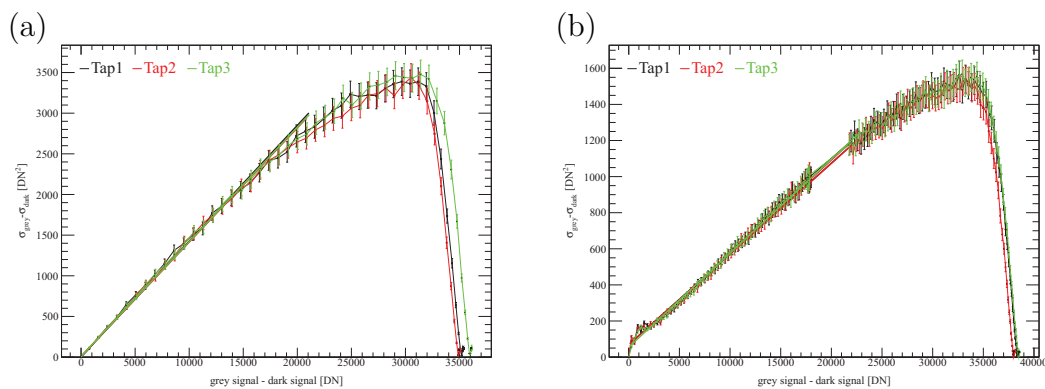


Abbildung B.2: Photon-Transferkurven der verwendeten Sensorvarianten (a) und (b).

Bei der Messung des Dunkelstroms wird die Integrationszeit in einem Bereich von 45 ns bis 780 ms variiert und bei jeder eingestellten Integrationszeit das Ausgangssignal gemessen (siehe Abbildung B.3). Über die erhaltene Steigung wird der Dunkelstrom der LDPD bestimmt.

Die Gegenüberstellung der ermittelten Daten in Tabelle B.1 zeigt für Variante (b) eine geringere Responsivität und einen geringeren Kameraverstärkungsfaktor. Dies wird durch die vergrößerte Kapazität des Ausleseknötens verursacht. Durch diese kann die dreifache Anzahl an Elektronen akkumuliert werden.

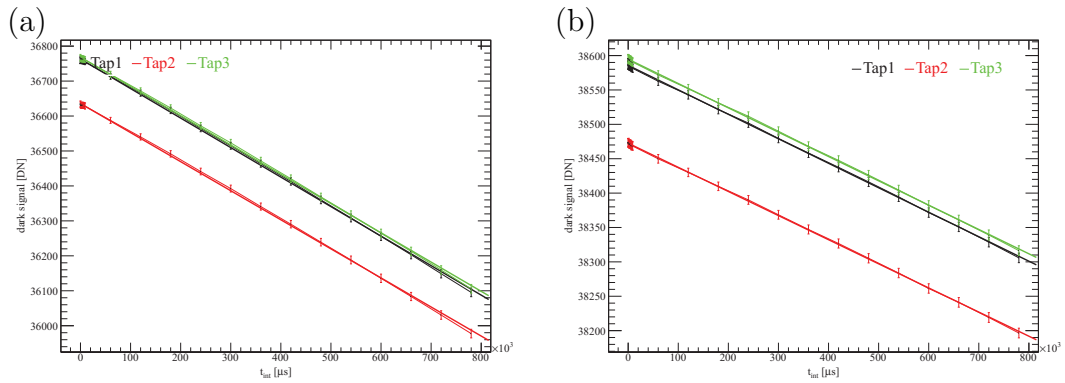


Abbildung B.3: Dunkelsignal für unterschiedliche Integrationszeiten der verwendeten Sensorvarianten (a) und (b).

Parameter	Symbol	Einheit	Variante (a)	Variante (b)
Kamaverstärkungsfaktor	K	DN/e ⁻	0,141	0,0509
Responsivität ($\lambda = 625 \text{ nm}$, $t_{int} = 2100 \mu s$)	R	DN/(ph/pix) V/($\mu J/cm^2$) mV/($\mu W/cm^2$)	0,00801 24,6 51,69	0,002966 9,11 19,14
Quanteneffizienz @ 625 nm	η	%	5,67	5,83
Linearitätsfehler	LE	%	1,17	0,72
zeitliches Dunkelrauschen	$\sigma_{y, \text{dark}}$	DN	8,26	6,1
Ausleserauschen	$\sigma_{\text{read}, e}$ $\sigma_{\text{read}, V}$	e ⁻ μV	58,5 504	120 372
Absolute Sensitivitätsgrenze	$\mu_{p, \text{min}}$ $\mu_{e, \text{min}}$	ph e ⁻	1040 59	2070 120
Sättigungsbestrahlung	$\mu_{p, \text{sat}}$	ph	3906000	11170000
Sättigungskapazität	$\mu_{e, \text{sat}}$	e ⁻	221600	651000
Kapazität des Ausleseknottens	C_{SN}	fF	12,46	34,6
maximales Signal-Rausch-Verhältnis	SNR_{max}	dB bits	470,8 53,46 8,88	807 58,14 9,66
optischer Dynamikumfang	DR	dB bits	3760 71,5 11,88	5410 74,67 12,4
$DSNU_{1288}$		e ⁻	2230	2970
$PRNU_{1288}$		%	2,55	3,38
Dunkelstrom	μ_I	e ⁻ /s	5933	6950

Tabelle B.1: Ergebnisse der Konstantlichtmessungen an den verwendeten Sensoren.

B.2 Parasitäre Lichtempfindlichkeit

Da bei der Bestrahlung mit rotem und infrarotem Licht die Photonen tief in das Silizium eindringen können bevor sie absorbiert werden, kann ein Teil der Elektronen unterhalb der Potentialbarriere des TG im sperrenden Zustand hindurch in die FD gelangen. Dies äußert sich durch ein parasitäres Signal in den Taps, die sich im Drain-Zustand befinden.

Bei den Messungen wird das Signal im aktiven Tap mit $t_{\text{int,const}} = 2100 \mu\text{s}$ integriert. Gleichzeitig sind bei den beiden übrigen Taps die DGs leitend. Das Signal der so deaktivierten Taps zeigt einen mit der Bestrahlungsstärke ansteigenden Verlauf (siehe Abbildung B.4). Die Shutter-Effizienz wird über den Anteil des parasitären Signals μ_{inaktiv} an dem Signal des aktiven Taps μ_{aktiv} definiert:

$$SE = 1 - \frac{\mu_{\text{inaktiv}}}{\mu_{\text{aktiv}}}. \quad (\text{B.1})$$

Wie der Vergleich mit beiden Sensorvarianten zeigt, ist der Anstieg des Signals auf den inaktiven Taps unabhängig von der Kapazität des Ausleseknobens. Da die Responsivität bei Variante (b) allerdings geringer ist, wirkt sich die parasitäre Lichtempfindlichkeit dort stärker aus und führt zu einer geringeren Shutter-Effizienz.

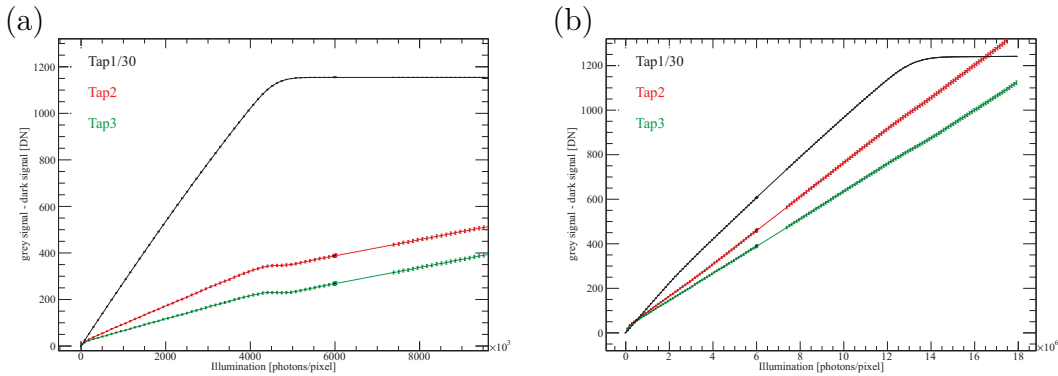


Abbildung B.4: Parasitäre Lichtempfindlichkeit der Sensorvarianten (a) und (b). Es ist zu beachten, dass die Werte des aktiven Taps aus Gründen der Übersichtlichkeit mit dem Faktor 1/30 skaliert worden sind.

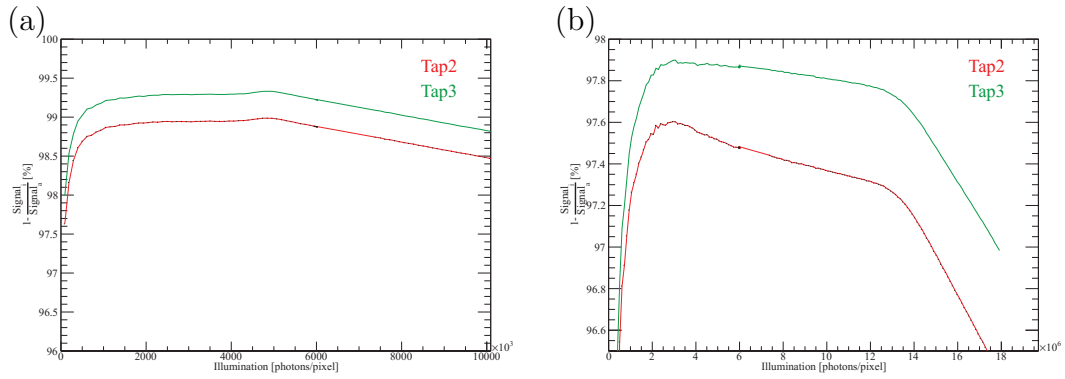


Abbildung B.5: Shutter-Effizienz der Sensorvarianten (a) und (b).

B.3 Inhomogene Responsivitätsverteilung

Wird der Sensor mit rotem oder infrarotem Licht bestrahlt zeigt sich eine inhomogene Verteilung der Ausgangswerte. Dieses Verhalten tritt sowohl bei den Messungen mit der gepulsten Beleuchtung des Lasers, als auch in Konstantlichtmessungen auf (siehe Abbildung B.6). Die Ursache für dieses Verhalten konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht ermittelt werden. Jedoch ist es möglich, die Inhomogenität durch die Flat-Field-Korrektur teilweise auszugleichen. Da die Korrekturbilder mit der Wellenlänge des Lasers gemessen werden, berücksichtigt die Flat-Field-Korrektur das wellenlängenabhängige Auftreten der inhomogenen Responsivitätsverteilung nicht. Kontrollmessungen mit der Beleuchtung durch grüne LEDs mit $\lambda = 525$ nm und blaue LEDs mit $\lambda = 470$ nm zeigen keine inhomogene Signalverteilung.

Bei allen Messungen wird sichergestellt, dass die Inhomogenität keine Eigenschaft der Lichtquelle ist. Dazu wird die Messung mit relativ zur Lichtquelle versetztem Sensor mehrfach wiederholt.

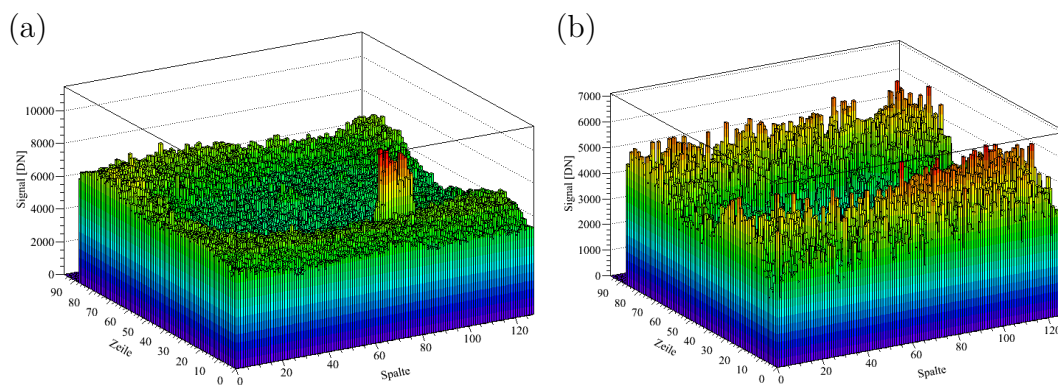


Abbildung B.6: Inhomogene Signalverteilung bei der Bestrahlung mit rotem Licht der Sensorvarianten bei (a) $E = 0,36 \text{ W/m}^2$ bzw. (b) $E = 1,11 \text{ W/m}^2$.

Literaturverzeichnis

- [1] BLAIS, Francois: Review of 20 years of range sensor development. In: EL-HAKIM, Sabry F. (Hrsg.) ; GRUEN, Armin (Hrsg.) ; WALTON, James S. (Hrsg.): *Electronic Imaging 2003*, SPIE, 2003 (SPIE Proceedings), S. 62–76
- [2] HANSARD, Miles ; LEE, Seungkyu ; CHOI, Ouk ; HORAUD, Radu: *Time-of-flight Cameras: Principles, Methods and Applications*. London and New York : Springer, 2013 (SpringerBriefs in computer science). – ISBN 978–1–4471–4657–5
- [3] MAY, Stefan ; WERNER, Bjorn ; SURMANN, Hartmut ; PERVOLZ, Kai: 3D time-of-flight cameras for mobile robotics. In: *IEEE/RSJ International Conference on Intelligent Robots and Systems*, 2006, S. 790–795
- [4] GUIZZO, Erico: How Google’s Self-Driving Car Works. In: *IEEE Spectrum Online* (2011), Nr. 18
- [5] BOLL-WESTERMANN, Susanne (Hrsg.) ; MAASS, Susanne (Hrsg.) ; MALAKA, Rainer (Hrsg.): *Mensch & Computer 2013 - Workshopband: 13. fachübergreifende Konferenz für interaktive und kooperative Medien*. München : De Gruyter, 2013. – ISBN 978–3–486–77855–7
- [6] SOUTSCHEK, Stefan ; PENNE, Jochen ; HORNEGGER, Joachim ; KORNHUBER, Johannes: 3-D gesture-based scene navigation in medical imaging applications using Time-of-Flight cameras. In: *IEEE Computer Society Conference on Computer Vision and Pattern Recognition Workshops (CVPR Workshops)*, 2008, S. 1–6
- [7] ZHANG, Zhengyou: Microsoft Kinect Sensor and Its Effect. In: *IEEE Multimedia* 19 (2012), Nr. 2, S. 4–10. – ISSN 1070–986X

- [8] HOLST, Gerald C. ; LOMHEIM, Terrence S.: *CMOS/CCD sensors and camera systems*. Winter Park, FL and Bellingham, Wash. : JCD Pub.;SPIE, 2007. – ISBN 9780970774934
- [9] THEUWISSEN, Albert J.: CMOS image sensors: State-of-the-art. In: *Solid-State Electronics* 52 (2008), Nr. 9, S. 1401–1406. – ISSN 00381101
- [10] MORI, M. ; KATSUNO, M. ; KASUGA, S. ; MURATA, T. ; YAMAGUCHI, T.: A 1/4in 2M pixel CMOS image sensor with 1.75 transistor/pixel. In: *2004 IEEE International Solid-State Circuits Conference*, 2004, S. 110–111
- [11] TAKAHASHI, H. ; KINOSHITA, M. ; MORITA, K. ; SHIRAI, T. ; SATO, T. ; KIMURA, T. ; YUZURIHARA, H. ; INOUE, S.: A 3.9 μm pixel pitch VGA format 10 b digital image sensor with 1.5-transistor/pixel. In: *2004 IEEE International Solid-State Circuits Conference*, 2004, S. 108–516
- [12] NOBLE, Peter J.: Self-scanned silicon image detector arrays. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 15 (1968), Nr. 4, S. 202–209. – ISSN 0018–9383
- [13] CHAMBERLAIN, Savvas G.: Photosensitivity and Scanning of Silicon Image Detector Arrays. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 4 (1969), Nr. 6, S. 333–342. – ISSN 0018–9200
- [14] FOSSUM, Eric R. ; HONDONGWA, Donald B.: A Review of the Pinned Photodiode for CCD and CMOS Image Sensors. In: *IEEE Journal of the Electron Devices Society* 2 (2014), Nr. 3, S. 33–43. – ISSN 2168–6734
- [15] BURKEY, B. C. ; CHANG, W. C. ; LITTLEHALE, J. ; LEE, T. H. ; TREDWELL, T. J. ; LAVINE, J. P. ; TRABKA, E. A.: The pinned photodiode for an interline-transfer CCD image sensor. In: *International Electron Devices Meeting*, IEEE, 1984, S. 28–31
- [16] GUIDASH, R. M. ; LEE, T.-H. ; LEE, P.P.K. ; SACKETT, D. H. ; DROWLEY, C. I. ; SWENSON, M. S. ; ARBAUGH, L. ; HOLLSTEIN, R. ; SHAPIRO, F. ; DOMER, S.: A 0.6 μm CMOS pinned photodiode color imager technology. In: *International Electron Devices Meeting*, 1997, S. 927–929
- [17] JANESICK, James ; CHENG, John ; BISHOP, Jeanne ; ANDREWS, James T. ; TOWER, John ; WALKER, Jeff ; GRYGON, Mark ; ELLIOT, Tom: CMOS

- minimal array. In: *Optics & Photonics* Bd. 6295, SPIE, 2006 (SPIE Proceedings), S. 62950O–62950O–15
- [18] WHITE, M. H. ; LAMPE, D. R. ; BLAHA, F. C. ; MACK, I. A.: Characterization of surface channel CCD image arrays at low light levels. In: *IEEE Journal of Solid-State Circuits* 9 (1974), Nr. 1, S. 1–12. – ISSN 0018–9200
- [19] DURINI, Daniel ; SPICKERMANN, Andreas ; MAHDI, Rana ; BROCKHERDE, Werner ; VOGT, Holger ; GRABMAIER, Anton ; HOSTICKA, Bedrich J.: Lateral drift-field photodiode for low noise, high-speed, large photoactive-area CMOS imaging applications. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 624 (2010), Nr. 2, S. 470–475. – ISSN 01689002
- [20] MERCHANT, S.: Arbitrary lateral diffusion profiles. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* 42 (1995), Nr. 12, S. 2226–2230. – ISSN 0018–9383
- [21] JANESICK, James ; PINTER, Jeff ; POTTER, Robert ; ELLIOTT, Tom ; ANDREWS, James ; TOWER, John ; CHENG, John ; BISHOP, Jeanne: Fundamental performance differences between CMOS and CCD imagers: part III. In: WARREN, Penny G. (Hrsg.) ; MARSHALL, Cheryl J. (Hrsg.) ; TYSON, Robert K. (Hrsg.) ; LLOYD-HART, Michael (Hrsg.) ; HEANEY, James B. (Hrsg.) ; KVAMME, E. T. (Hrsg.): *SPIE Optical Engineering + Applications*, SPIE, 2009 (SPIE Proceedings), S. 743907–743907–26
- [22] JANESICK, James R.: *SPIE Press monograph*. Bd. PM83: *Fundamentals of scientific charge-coupled devices*. Bellingham, WA : SPIE, 2001. – ISBN 0–8194–3698–4
- [23] JANESICK, James R.: *Photon Transfer*. 1000 20th Street, Bellingham, WA 98227-0010 USA : SPIE, 2007. – ISBN 9780819467225
- [24] SCHWARTE, Rudolf ; HÄUSLER, Gerd ; WALZ, Reinhard W.: Three-Dimensional Imaging Techniques. In: JÄHNE, Bernd (Hrsg.) ; HAUSSECKER, Horst (Hrsg.): *Computer vision and applications*. San Diego : Academic Press, 2000. – ISBN 9781281025104, S. 177–208

- [25] ELKHALILI, Omar: *Entwicklung von optischen 3D-CMOS-Bildsensoren auf der Basis der Pulslaufzeitmessung*. Duisburg, Universität Duisburg Essen, Diss., 2005
- [26] LANGE, Robert: *3D Time-of-Flight Distance Measurement with Custom Solid-State Image Sensors in CMOS/CCD-Technology*. Siegen, Universität-Gesamthochschule Siegen, Diss., 2000
- [27] CHARBON, Edoardo ; FISHBURN, Matt ; WALKER, Richard ; HENDERSON, Robert K. ; NICCLASS, Cristiano: SPAD-Based Sensors. In: REMONDINO, Fabio (Hrsg.) ; STOPPA, David (Hrsg.): *TOF Range-Imaging Cameras*. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2013. – ISBN 978-3-642-27522-7, S. 11–38
- [28] SEITZ, Peter ; THEUWISSEN, Albert J. P.: *Single-Photon Imaging*. Bd. 160. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 2011. – ISBN 978-3-642-18442-0
- [29] SPICKERMANN, Andreas: *Photodetektoren und Auslesekonzepte für 3D-Time-of-Flight-Bildsensoren in 0,35- μ m-Standard-CMOS-Technologie*. Duisburg, Universität Duisburg Essen, Diss., 2010
- [30] SÜSS, Andreas: *High Performance CMOS Range Imaging*. Duisburg, Universität Duisburg Essen, Diss., 2014
- [31] SPICKERMANN, Andreas ; DURINI, Daniel ; SUSS, Andreas ; ULFIG, Wiebke ; BROCKHERDE, Werner ; HOSTICKA, Bedrich J. ; SCHWOPE, Stefan ; GRABMAIER, Anton: CMOS 3D image sensor based on pulse modulated time-of-flight principle and intrinsic lateral drift-field photodiode pixels. In: *ESSCIRC 2011*. Piscataway, NJ : IEEE, 2011, 111–114
- [32] *TriDiCam GmbH*. <http://www.tridicam.de/>
- [33] ANALOG DEVICES, Inc.: *Complete 16-Bit Imaging Signal Processor: AD9826*. <http://www.analog.com/en/products/audio-video/cameracamcorder-analog-front-ends/ad9826.html>. Version: Rev. B, 2012

- [34] ANALOG DEVICES, Inc.: *Octal, 12-/14-/16-Bit SPI Voltage Output dense-DAC with 5 ppm/°C On-Chip Reference: AD5628/AD5648/AD5668*. <http://www.analog.com/en/products/digital-to-analog-converters/da-converters/ad5628.html>. Version: Rev. I, 2014
- [35] LATTICE SEMICONDUCTOR CORP.: *LatticeECP2/M Family Data Sheet: DS1006*. <http://www.latticesemi.com/en/Products/FPGAandCPLD/LatticeECP2M.aspx>. Version: Version 04.1, 2013
- [36] OSRAM OPTO SEMICONDUCTORS GMBH: *Nanostack Pulsed Laser Diode in Plastic Package 75 W Peak Power: SPL PL90_3*. http://www.osram-os.com/Graphics/XPic3/00194568_0.pdf/SPL%20PL90_3.pdf. Version: Version 1.2, 22.01.2014
- [37] ERZ, Michael ; JÄHNE, Bernd: Optimierte Kameraauswahl für maschinelles Sehen durch standardisierte Charakterisierung der bildgebenden Systeme. Version: 2010. <http://digbib.ubka.uni-karlsruhe.de/volltexte/1000020266>. In: *Forum Bildverarbeitung*. KIT Scientific Publishing, 2010
- [38] ASSOCIATION, European Machine V.: *EMVA Standard 1288*. <http://www.emva.org/wp-content/uploads/EMVA1288-3.1rc1.pdf>. Version: 3.1 Release Candidate, 12.11.2012
- [39] BOYLE, W. S. ; SMITH, G. E.: Charge Coupled Semiconductor Devices. In: *Bell System Technical Journal* 49 (1970), Nr. 4, S. 587–593. – ISSN 00058580
- [40] CARNES, James E. ; KOSONOCKY, Walter F. ; RAMBERG, Edward G.: Free Charge Transfer in Charge-Coupled Devices. In: *IEEE Transactions on Electron Devices* ED-19 (1972), Nr. 06, S. 798–808
- [41] HELLER, L. G. ; CHANG, W. H. ; LO, A. W.: A Model of Charge Transfer in Bucket Brigade and Charge-coupled Devices. In: *IBM Journal of Research and Development* 16 (1972), Nr. 2, S. 184–187. – ISSN 0018–8646
- [42] COLLET, Marnix G. ; ESSER, Leonard J. M.: Charge transfer devices. In: QUEISSER, H. J. (Hrsg.): *Festkörperprobleme 13* Bd. 13. Berlin, Heidelberg : Springer Berlin Heidelberg, 1973. – ISBN 978–3–528–08019–8, S. 337–358

- [43] CHAN, C. H. ; CHAMBERLAIN, S. G.: Charge Transfer Analysis in Two-Phase Step Oxide Charge Coupled Device. In: *Technology and Applications of CCDs*. Edinburgh : University of Edinburgh, 1974, S. 29–37
- [44] FICK, Adolf: Ueber Diffusion. In: *Annalen der Physik und Chemie* 170 (1855), Nr. 1, S. 59–86. – ISSN 00033804
- [45] EINSTEIN, A.: Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen [AdP 17, 549 (1905)]. In: *Annalen der Physik* 14 (2005), Nr. S1, S. 182–193. – ISSN 1521–3889
- [46] SZE, Simon M. ; KWOG, Ng K.: *Physics of Semiconductor Devices*. 3rd rev. ed. Chicester : John Wiley and Sons, 2006. – ISBN 9780470068304
- [47] ENGELER, W. E.: Surface Charge Transport in Silicon. In: *Applied Physics Letters* 17 (1970), Nr. 11, S. 469. – ISSN 00036951
- [48] THEUWISSEN, Albert J. P.: *Solid-state science and technology library*. Bd. 1: *Solid-state imaging with charge-coupled devices*. Dordrecht and Boston : Kluwer Academic Publishers, 1995. – ISBN 9780306471193
- [49] POLYANIN, Andrei D. ; ZAITSEV, Valentin F.: *Handbook of Nonlinear Partial Differential Equations*. Boca Raton, Fla. : Chapman & Hall/CRC, 2004. – ISBN 1–58488–355–3
- [50] SYNOPSYS, Inc.: *Sentaurus Process User Guide*. C-2009.06. 2009
- [51] SYNOPSYS, Inc.: *Sentaurus Device User Guide*. C-2009.06. 2009
- [52] BACKSTROM, Gunnar: *Fields of Physics by Finite Element Analysis: Electricity, Magnetism, and Heat in 1D, 2D, and 3D: Using FlexPDE® Version 5*. Malmo, Schweden : GB Publishing, 2005
- [53] PDE SOLUTIONS INC.: *FlexPDE*. <http://www.pdesolutions.com>. Version: 2012
- [54] FEMTO MESSTECHNIK GMBH: *Datenblatt HCA-S-200M-SI: 200 MHz Photoreceiver with Si PIN Photodiode*. http://www.femto.de/images/pdf-dokumente/de-hca-s-200m-si_r10.pdf. Version: 13.12.2010

- [55] GÄRTNER, Wolfgang W.: Depletion-Layer Photoeffects in Semiconductors. In: *Physical Review* 116 (1959), Nr. 1, S. 84–87. – ISSN 0031–899X
- [56] DURINI, Daniel R.: *Solid state imaging in standard CMOS processes*. Duisburg, Universität Duisburg Essen, Diss., 2009
- [57] POKLONSKAYA, Elena A. ; DURINI, Daniel ; JUNG, Melanie ; SCHREY, Olaf ; DRIEWER, Adrian ; BROCKHERDE, Werner ; HOSTICKA, Bedrich ; VOGT, Holger: Performance analysis of a large photoactive area CMOS line sensor for fast, time-resolved spectroscopy applications. In: BERGHMANS, Francis (Hrsg.) ; MIGNANI, Anna G. (Hrsg.) ; MOOR, Piet d. (Hrsg.): *SPIE Photonics Europe*, SPIE, 2014 (SPIE Proceedings), S. 914103

Eigene Veröffentlichungen

Im Rahmen dieser Arbeit sind folgende Veröffentlichungen entstanden:

- „Performance analysis of a large photoactive area CMOS line sensor for fast, time-resolved spectroscopy applications“, E. A. Poklonskaya, D. Durini, M. Jung, O. Schrey, A. Driewer, W. Brockherde, B. Hosticka, H. Vogt, *Proc. SPIE 9141, Optical Sensing and Detection III*, 914103 (May 15, 2014), doi:10.1117/12.2051318
- „Modeling of CMOS image sensors for time-of-flight applications“, A. Driewer, B. J. Hosticka, A. Spickermann, H. Vogt, *Proc. SPIE 9506, Optical Sensors 2015*, 950603 (May 5, 2015), doi:10.1117/12.2178390
- „Pixelstruktur zur optischen Abstandsmessung an einem Objekt und Abstandserfassungssystem mit einer derartigen Pixelstruktur“, A. Süss, A. Driewer, B. Hosticka, A. Spickermann, Patent DE102014215972, Februar 2016
- „Modeling of the Charge Transfer in a Lateral Drift Field Photo Detector“, A. Driewer, B. J. Hosticka, A. Spickermann, H. Vogt, *Solid-State Electronics, Volume 126*, December 2016, Pages 51-58, ISSN 0038-1101, doi:10.1016/j.sse.2016.09.015

Danksagungen

Während der vergangenen drei Jahre als Doktorand und wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fraunhofer IMS haben mich viele Menschen begleitet und unterstützt. Ich möchte mich bei allen Kolleginnen und Kollegen für diese Zeit bedanken, auch wenn hier nicht jede und jeder Einzelne erwähnt wird.

In erster Linie möchte ich meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. Holger Vogt dafür danken, dass ich jederzeit die Möglichkeit hatte, mit Fragen zu ihm zu kommen und er mir stets wertvolle Impulse gegeben hat.

Herrn Prof. Dr. Stefan van Waasen möchte ich für das Interesse an meiner Arbeit und sein Engagement als Gutachter danken.

Bei allen aktuellen und ehemaligen Mitgliedern der Abteilung für Optische Sensor-Systeme (OSS) möchte ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre, die fachliche und menschliche Unterstützung während der Promotionszeit danken.

Mein ganz besonderer Dank gilt dabei Prof. Bedrich Hosticka, der mir mit seinem unerschöpflichen Repertoire an neuen Ideen aus der ein oder anderen Sackgasse geholfen hat. Danke, Bedja, ohne dich wäre diese Arbeit nicht entstanden.

Dem Abteilungsleiter der OSS Herrn Werner Brockherde möchte ich dafür danken, dass er die Rahmenbedingungen geschaffen hat, die es mir ermöglicht haben, diese Arbeit erfolgreich abzuschließen. Dr. Andreas Spickermann danke ich dafür, dass ich von seiner großen Erfahrung auf dem Gebiet der ToF-Sensoren profitieren durfte und er mich als Gruppenleiter während der Promotion unterstützt hat.

Melanie Jung möchte ich danken, dass sie insbesondere in schwierigen Phasen motivierende Worte und Eiskaffee parat hatte. Ein besonderer Dank gilt auch Dr. Claudia Busch, die unter anderem beim Korrekturlesen dieser Arbeit unermüdlichen Einsatz gezeigt hat.

Zudem möchte ich Dr. Hartwig Junge danken, dass er in seinem Schreibcoa-

ching einzelne Passagen dieser Arbeit bis ins letzte Detail zerpfückt hat. Es war sehr lehrreich und ich hoffe, dass noch viele weitere Doktoranden am IMS von Ihrem Coaching profitieren werden.

An letzter Stelle möchte ich meiner Frau Lina besonders danken, da sie mich mit viel Geduld beim Erstellen dieser Arbeit unterstützt hat.